

АКАДЕМИЯ НАУК СССР  
ACADEMY OF SCIENCES OF THE USSR

*Академия*

**ТРУДЫ  
МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ  
ПО ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМ  
ПРИ НИЗКИХ И СРЕДНИХ ЭНЕРГИЯХ**

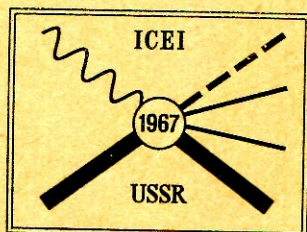
ДУБНА 7—15 февраля 1967

Том 1

**PROCEEDINGS  
OF THE INTERNATIONAL CONFERENCE  
ON LOW AND INTERMEDIATE ENERGY  
ELECTROMAGNETIC INTERACTIONS**

DUBNA February 7—15, 1967

Volume 1



Москва

1967

Moscow

Академия наук СССР

Academy of Sciences of the USSR

Т Р У Д Ы

Международной Конференции по электромагнитным  
взаимодействиям при низких и средних энергиях

Д у б н а 7 - 15 февраля 1967

Том I

P R O C E E D I N G S

of the International Conference on Low and  
Intermediate Energy Electromagnetic Interactions

D u b n a February 7 - 15, 1967

Volume 1

Москва

1967

Moscow

От Оргкомитета Конференции.

В настоящем сборнике публикуются все обзорные и краткие обзорные доклады, сделанные на пленарных и секционных заседаниях Конференции.

Стремясь издать материалы Конференции в как можно более короткие сроки, Оргкомитет не имел возможности провести работу по редактированию рукописей, а также устранению недочетов в оформлении отдельных докладов, вызванных отклонениями авторов от соответствующих правил, установленных Оргкомитетом.

Публикуемые материалы подготовлены для фотокопирования ответственными секретарями заседаний Конференции: Б.А.Тулуповым (доклады № 1, 2), С.Ф.Семенко (№ 27 - 29), В.И.Коринным (№ 21, 23, 24), В.А.Царевым (№ 9), Н.В.Линьковой (№ 26, 30, 33), Л.Н.Штарковым (№ 3, 10 - 12, 17), Г.М.Гуревичем (№ 18 - 20, 22, 25, 31), Ю.А.Александровым (№ 8, 39 - 42), С.П.Харламовым (№ 13, 14, 32), И.И.Алексеевым (№ 4 - 6), В.Ф.Грушинным (№ 7, 15, 16, 34), Л.З.Джилавяном (№ 35 - 38, 43 - 45).

Оргкомитет.

FOREWORD

by the Conference Organizing Committee

All the review reports and invited talks delivered at the plenary and section meetings of the Conference are included into the Proceedings.

Seeking to have the Conference materials issued in the shortest possible time, the Organizing Committee had no possibility to perform editorial work on manuscripts as well as to eliminate some defects in reports made by authors because of their departure from the corresponding rules established by the Organizing Committee.

The following executive secretaries of the Conference sessions prepared the materials to be photographed. They are: B.A.Tulupov (reports NN. 1,2); S.F.Semenko (NN. 27-29); V.I.Korin (NN. 21, 23, 24); V.A.Tzarev (N.9); N.V.Iln'kova (NN. 26, 30, 33); L.N.Starkov (NN. 3, 10-12, 17); G.M.Gurevich (NN. 18-20, 22, 25, 31); Yu.A.Aleksandrov (NN. 8, 39-42); S.P.Kharlamov (NN. 13,14, 32); I.I.Alekseyev (NN. 4-6); V.F.Grushin (NN. 7, 15, 16, 34); L.Z.Dzilavjan (NN. 35-38, 43-45).

Organizing Committee.

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

ORGANIZING COMMITTEE

П.А. Черенков	Председатель.	P.A.Cherenkov	Chairman
А.М. Балдин	Зам.председателя.	A.M.Baldin	Vice-Chairman
А.Н. Горбунов	Зам.председателя.	A.N.Gorbunov	Vice-Chairman
А.И. Лебедев	Ученый секретарь.	A.I.Lebedev	Scientific Secretary
В.И. Травинский	Административный директор.	V.I.Travinskij	Arrangements Secretary
М.И. Адамович	С.С. Кузин		
А.И. Ахмезер	Л.Е. Лазарева	M.I.Adamovich	S.S.Kuzin
В.В. Балашов	Е.М. Лейкин	A.I.Akhiezer	L.E.Lazareva
Л.С. Безруков	А.Б. Мигдал	V.V.Balashov	E.M.Leikin
А.А. Воробьев	В.Г. Соловьев	L.S.Bezrukov	A.B.Migdal
Б.С. Долбилкин	Л.Н. Усачев	B.S.Dolbilkin	L.N.Usachev
С.П. Капица	Г.А. Чилашвили	S.P.Kapitza	G.A.Chilashvily
В.Л. Карповский	В.Г. Шевченко	V.L.Karpovsky	V.G.Shevchenko
А.П. Комар	Б.Н. Яблоков	A.P.Komar	B.N.Yablokov
С.Г. Корнеев		S.G.Korneyev	V.G.Solovjev
		A.A.Vorobjev	

СОДЕРЖАНИЕ

С О Н Т Е Н Т С

Том I

Вступительное слово председателя Оргкомитета  
Конференции члена-корреспондента АН СССР  
профессора П.А.Черенкова . . . . .

Приветственное слово председателя Городского  
Совета Депутатов трудящихся города Дубны  
тов. А.Н.Безобразова . . . . .

ОБЗОРНЫЕ ДОКЛАДЫ

REVIEW REPORTS AND INVITED TALKS

- 1) Проблематика физики электромагнитных взаимодействий  
при низких и средних энергиях. А.М.Балдин . . . . .

Квантовая электродинамика  
Quantum Electrodynamics

- 2) Present evidence of the quantum electrodynamics.  
D.R.Yennie . . . . .

Электромагнитные свойства элементарных частиц.  
Симметрии и электромагнитные взаимодействия.  
Electromagnetic Properties of Elementary Particles.  
Electromagnetic Interactions and Symmetries.

- 3) Электромагнитные распады векторных мезонов.  
М.Н.Хачатурян . . . . .

- 4) Симметрии и алгебра токов для электромагнитных  
взаимодействий. Л.Д.Соловьев . . . . .

- 5) Электромагнитные взаимодействия адронов в кварковой модели. Б.В.Струминский, А.Н.Тавхелидзе .....
- 6) Проверка C - инвариантности в электромагнитных взаимодействиях. Б.А.Арбузов, А.Т.Филиппов .....
- 7) Электромагнитные свойства элементарных частиц. И.В. Чувило . . . . .

Том 2

Фоторождение мезонов на нуклонах и ядрах.  
Комптон-эффект на нуклоне.  
Nucleon Compton-Effect.  
Meson Photoproduction on Nucleons and Nuclei.

- 8) Комптон-эффект на протоне. П.С.Баранов . . . . .
- 9) Theory of pion photoproduction below 1 GeV. -  
G.Hohler .....
- 10) Pion photoproduction by polarized  $\gamma$ -rays.  
R.F.Mozley .....
- 11) Фоторождение заряженных мезонов. М.И.Адамович . . .
- 12) Фоторождение нейтральных пионов на нуклонах.  
Б.Б. Говорков . . . . .
- 13) Photoproduction of  $\pi$  - mesons in nuclei. -  
L.J.Koester .....
- 14) Фоторождение  $\pi^0$  -мезонов на дейтерии и гелии.  
Е.И.Тамм . . . . .
- 15) Photoproduction of mesons below 1 GeV (experiment). -  
M.Beneventano .....
- 16) Nucleon polarization in photoreactions. -  
W.Turchinetz .....

Том 3

Взаимодействие электронов с нуклонами и ядрами.  
Interactions of Electrons with Nucleons and Nuclei.

- 17) Electroproduction of mesons. K.Berkelman . . . . .

- 18) Elastic and inelastic electron scattering on nucleons and nuclei (theory). J.D.Walecka . . . . .
- 19) Elastic form-factors of nucleon and nuclei. P.Lehmann
- 20) Inelastic electron scattering (experiments).  
D.B.Isabelle . . . . .
- 21) The (e,e'p) reaction: results and implications.  
U.Amaldi . . . . .
- 22) Relations between the cross-sections for the nuclear photo- and electrodisintegration. B.Bosco . . . . .  
Фотоядерные реакции.  
Photonuclear Reactions.
- 23) Фоторасщепление малонуклонных систем. А.Н.Горбунов . .
- 24) Фоторасщепление легких ядер. В.Г.Шевченко . . . . .
- 25) Прямой фотоэффект и фоторасщепление средних и тяжелых ядер. Б.С. Ратнер . . . . .
- 26) Inverse photodisintegration. - N.Tanner . . . . .
- 27) Теория конечных ферми-систем и фотоядерные реакции. А.А.Лушников, А.Б.Мигдал . . . . .
- 28) Оболочечная теория ядерного фотоэффекта.  
В.В.Балашов . . . . .
- 29) The collective model of the giant multipole resonances. - M.Danos . . . . .
- 30) Особенности дипольного поглощения  $\gamma$ -квантов немагнитическими легкими ядрами. В.Г.Неудачин . . . . .
- 31) Analogue states of nuclei and photonuclear effects.-  
H.Morinaga . . . . .
- 32) Правила сумм для фотоядерных реакций. С.Б.Герасимов . .
- 33) Оптическая анизотропия атомных ядер. С.Ф.Семенко . . . .
- 34) Nuclear photodisintegration. - J.S.Levinger . . . . .

1992

1007



Электронные ускорители. Методика экспериментальных исследований.

Electron Accelerators. Experimental Technique.

- 35) Состояние и перспективы развития электронных ускорителей. А.А.Коломенский. . . . .
- 36) Extraction of electron beams from the electron synchrotrons. A.Turrin . . . . .
- 37) Измерение полной энергии в пучках  $\gamma$  - излучения. С.П.Круглов . . . . .
- 38) Technique development and planned experiments on the 600 Mev linear electron accelerator. - С.Тзара. . . . .
- 39) Beam handling and experimental techniques for modern linear accelerators. - L.Katz. . . . .
- 40) Problems of data treatment in physical researches on electron accelerators at energy up to 1 GeV. L.J.Lidofsky . . . . .
- 41) Use of semiconductor detectors in high energy physics. G.L.Miller . . . . .
- 42) Digitized spark chambers in high energy physics. - J.Fischer . . . . .
- 43) Monochromatic and polarized beams of  $\gamma$  -quanta. G.Diambri . . . . .
- 44) Polarized photon targets and possibilities of their use with electron accelerators. - М.Боргини. . . . .
- 45) Получение сверхнизких температур и создание протонных и дейтронных поляризованных мишеней Б.С.Неганов.....  
Заключительное слово академика Б.М.Понтекорво . . . . .  
Closing speech by the academician B.M.Pontekorvo . . . . .

П Р И Л О Ж Е Н И Е

- А. Список оригинальных сообщений, доложенных на Конференции . . . . .  
List of original contributions . . . . .
- Б. Список участников Конференции . . . . .  
List of conference's participants . . . . .

ВСТУПИТЕЛЬНОЕ СЛОВО ПРЕДСЕДАТЕЛЯ ОРГКОМИТЕТА КОНФЕРЕНЦИИ  
ЧЛЕНА-КОРРЕСПОНДЕНТА АН СССР ПРОФЕССОРА П.А.ЧЕРЕНКОВА.

Дорогие друзья и коллеги !

22 сентября 1966 года скончался один из организаторов нашей Конференции академик - секретарь ОЯФ академик Векслер В.И. Имя В.И.Векслера хорошо известно не только по его работам в области ускорителей и физики высоких энергий, но и по его активной деятельности по организации и укреплению международного сотрудничества ученых-физиков.

Прошу почтить память В.И.Векслера вставанием.

Наша Конференция подготовлена Отделением Ядерной Физики и Физическим институтом им.П.Н.Лебедева Академии Наук СССР при большей поддержке и помощи со стороны Государственного Комитета по использованию атомной энергии. Позвольте от имени этих организаций передать вам сердечное приветствие, пожелание успешной работы и выражение уверенности в том, что результаты деятельности Конференции окажут плодотворное влияние на дальнейшее развитие исследований по электромагнитным взаимодействиям.

Планируя Конференцию, Оргкомитет с самого начала предполагал, что к ней будет проявлен значительный интерес. Действительность, однако, превзошла все наши ожидания и, несмотря на то, что состав участников был доведен до 400 человек, Оргкомитет не мог, к сожалению, полностью удовлетворить всех заявок на участие в Конференции. Столь высокий интерес к Конференции, не-

сомненно, связан с тем большим прогрессом, который имел место за последние годы в области изучения электромагнитных взаимодействий.

Круг основных проблем, которые предполагается рассмотреть на Конференции, кратко изложен в программе Конференции. Более детально об этом будет говориться во вступительном докладе профессора А.М.Балдина.

Поэтому, не задерживая вашего внимания на этой стороне дела, позвольте считать Международную Конференцию по электромагнитным взаимодействиям открытой и предоставить слово для приветствия нашим гостеприимным хозяевам в лице председателя Городского Совета города Дубны А.Н.Безобразова.

ПРИВЕТСТВЕННОЕ СЛОВО ПРЕДСЕДАТЕЛЯ ГОРОДСКОГО СОВЕТА  
ДЕПУТАТОВ ТРУДЯЩИХСЯ ГОРОДА ДУБНЫ ТОВ. А. Н. БЕЗОБРАЗОВА.

Уважаемые товарищи, господа !

Мне доставляет большое удовольствие от имени Городского Совета депутатов трудящихся Дубны приветствовать здесь наших гостей - участников Международной Конференции по электромагнитным взаимодействиям при низких и средних энергиях.

Наш молодой город Дубна сейчас превратился в крупнейший международный исследовательский центр. Недавно мы отметили десятилетие Объединенного института ядерных исследований. Его целью является развитие ядерной физики и физики элементарных частиц в мирных целях на основе международного сотрудничества ученых.

Интернациональный коллектив ученых стран - участниц Объединенного института добился значительных научных достижений, выполнил целый ряд исследований, получивших признание мировой научной общественности. Понятен интерес, который проявляют к Дубне - городу мирного атома - ученые, журналисты, общественные и государственные деятели многих стран мира.

Наши ученые хорошо знают, что наука интернациональна, и понимают, насколько полезно широкое международное сотрудничество. Дубна поддерживает и стремится расширять связи со многими научными центрами, как стран - участниц института, так и других стран.

В нашем городе проводили свою работу многие Международные научные совещания и конференции. В октябре 1966 года в Дубне проходила Международная Конференция по физике тяжелых ионов, в которой приняли участие ученые многих стран мира. Её работа была весьма успешной.

Наш город гостеприимен, мы всегда стремимся создать самые благоприятные условия для наших гостей, и, кажется, у нас это получается. Городской Совет надеется, что Вы, участники этой Конференции, также воспользуетесь нашим гостеприимством.

Мы, со своей стороны, готовы создать все условия для плодотворной работы Конференции, хорошего отдыха участников Конференции и надеемся, что Ваше пребывание в Дубне будет приятным и полезным.

Разрешите пожелать Вам успехов в Вашей работе, творческих дискуссий и новых научных открытий во имя мирного использования могучих сил атома.

Спасибо за внимание !

ПРОБЛЕМАТИКА ФИЗИКИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ  
ПРИ НИЗКИХ И СРЕДНИХ ЭНЕРГИЯХ.

Балдин А.М.

Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР

Поскольку мой доклад — вводный и касается всей проблематики конференции, то я постараюсь обойтись без ссылок на оригинальные работы, в противном случае мне пришлось бы все отпущенное время истратить на цитаты.

Даже обзорным докладчикам будет очень трудно отдать должное всем физикам, сделавшим существенный вклад в рассматриваемую область. В условиях же моего доклада эта задача делается просто невозможной и я заранее прошу меня извинить.

Оргкомитет счел целесообразным поставить вводный доклад главным образом в связи с тем, что наша конференция нарушает уже установившуюся традицию созывать совещания или конференции отдельно по собственно ядерной физике и по физике высоких энергий. По мнению многих физиков эта традиция не принадлежит к разряду лучших традиций. Систематическое разделение этих областей физики, связанных не только общностью происхождения, но также большой общностью идей и методов исследования, привело к тому, что физики, работающие над близкими или сов-

сем схожими проблемами, плохо знают работы друг друга. Происходят и другие неприятные вещи: например, из-за перегруженности программы больших конференций важные разделы физики не получают должного освещения, несмотря на то, что в этих областях работает значительное число научных работников. По-видимому, время больших, всеобъемлющих конференций проходит, и неизбежно появление конференций типа нашей, когда в программу включается относительно узкий круг вопросов, но подвергаются они более всестороннему, тщательному обсуждению. Однако при выборе проблематики конференции, запланированной на основе узкого круга вопросов очень остро встает вопрос о критериях для отбора материала.

Критерии для выбора проблематики конференции обычно довольно неопределенны и часто противоречивы.

Возьмем обычно принимаемый за основной критерий: область энергий. Энергия безусловно является одним из основных параметров для классификации разделов физики. Однако, если пользоваться только энергетической шкалой, то нетрудно себе представить какие барьеры мы воздвигнем между смежными диапазонами энергий.

В частности, разделение физиков на фотоядерщиков и фотомезонщиков — нашло отражение и в нашей программе. Как вы уже успели убедиться, нам не удалось избежать параллельных заседаний.

Одним из важнейших критериев для отбора материалов на конференцию и для выбора ее проблематики является отношение этого материала к наиболее интенсивно обсуждаемым идеям в те-



ории. К сожалению, однако теория находится в весьма неудовлетворительном состоянии и ее проблематика очень сильно подвержена капризам моды. Если вы запланируете конференцию за I-I, 5 года под какую-нибудь интенсивно обсуждаемую идею, то к моменту начала конференции от идеи скорее всего останутся рожки да ножки, либо она станет банальной истиной. Из опыта работы ускорителей мы хорошо знаем, что как правило, на них получают выдающиеся результаты, но совсем не те, которые ожидалось. Время сооружения ускорителя, время его амортизации и даже время, требуемое на подготовку и проведение эксперимента и обработку данных, намного превышает среднее время жизни интенсивно обсуждаемых идей в теории. В связи с этим возникает естественный критерий для выбора проблематики конференции - проблематика ускорителей заданного класса. Этот критерий нашел, пожалуй, наибольшее отражение при разработке программы нашей конференции. Причины для этого очевидны: люди, работающие на ускорителе образуют довольно стабильный коллектив и они должны научиться понимать проблематику друг друга. Я не думаю, признаться, что это понимание облегчит обсуждения на тему, кому и какое место занимать в пучке. Оно скорее сделает эти дискуссии еще более жаркими.

Было бы очень неразумно пренебрегать остальными критериями при выборе проблематики. В связи с этим мы включили в программу конференции обзорные доклады по состоянию идей в тех разделах теории, которые непосредственно касаются проблематики работ на электронных ускорителях. Я имею в виду доклады о симметриях и алгебре токов, о гипотезе нарушения  $CP$  - инва-

риантности электромагнитных взаимодействий, по теории конечных ферми-систем и др. Мы должны были также включить те работы, которые выполнены не на электронных ускорителях, но результаты которых имеют самое прямое отношение к проблематике электронных ускорителей. Например, исследование электромагнитных распадов резонансов, особенно векторных мезонов дает информацию, имеющую большое значение для оценки роли обменных токов в фотоядерных реакциях, для оценки влияния сильных взаимодействий на электромагнитные, для теории фоторождения мезонов. Другой пример - обратные фотоядерные реакции дают нам очень ценную информацию, существенно дополняющую то, что мы можем получить на электронных ускорителях.

Итак об основных проблемах, которые нам предстоит обсудить. Несколько условно разобьем их на три группы.

#### I. Фундаментальное взаимодействие фотон-нуклон

(Исследование процессов фото- и электророждения мезонов и процессов рассеяния электронов и фотонов на нуклонах).

Взаимодействие фотон-нуклон интенсивно исследуется уже более полутора десятков лет. Однако и в настоящее время экспериментальные данные о фото- и электророждении мезонов, нуклонном комптон-эффекте и даже данные о нуклонных формфакторах нуждаются в существенном уточнении. Более всего это относится к рассеянию фотонов на нуклонах, в котором измерены угловые распределения лишь при двух энергиях фотонов и существует небольшое число измерений энергетической зависимости дифференциальных сечений главным образом для больших углов рассеяния. Об измерениях рассеяния поляризованных фотонов имеются лишь предварительные сообщения, а об измерении спиновых переменных нуклона в этом про-

цессе пока не было даже и таких сообщений. Поляризационные эксперименты в фоторождении мезонов были сделаны лишь в очень ограниченных областях углов и энергий. Да и угловые и энергетические распределения при фоторождении мезонов даже в области первого резонанса нуждаются в систематических измерениях. С измерениями амплитуд рассеяния электронов на протонах дело обстоит значительно лучше, поскольку пока речь идет о точностях измерения, при которых можно ограничиться интерпретацией данных на основе однофотонного обмена между электроном и нуклоном и поляризационные опыты не являются необходимыми. Однако, когда точности количественных измерений сечений дойдут до необходимости учета двухфотонного обмена, задача  $e-N$  рассеяния станет столь же сложной как и задача рассеяния нуклон-нуклон. И более того речь будет идти о поляризационных экспериментах в столкновениях, идущих с очень малыми сечениями. Итак в области энергий фотонов и электронов до 1 Гэв для экспериментатора, интересующегося фундаментальным взаимодействием фотон-нуклон имеется широкое поле деятельности. В принципе даже безграничное, ибо повышение точности измерений - процесс бесконечный. Весь вопрос в том, насколько результаты измерений (добываемые большим трудом) отвечают запросам теории. Можно очень обстоятельно изучить угловые и энергетические распределения осколков бутылок, разбиваемых о стену. Однако вряд ли при этом можно рассчитывать на финансовую поддержку, сравнимую с ежегодным бюджетом электронного ускорителя. История исследований взаимодействия фотон-нуклон является яркой иллюстрацией сказанному выше о соотношении между быстроменяющимися идеями в теории и значительно более стабильной проблематикой исследований на ускорителях. За время, прошедшее с момента запуска

первых синхротронов на энергию выше пи-мезонного порога, появлялось много попыток построения теории сильных взаимодействий и обычно одним из первых объектов их применения были фоторождение мезонов и нуклонные формфакторы. Можно вспомнить теорию возмущений, метод сильной связи, метод Тамма-Данкова, уравнения Чу-Лоу, одномерные и двумерные дисперсионные соотношения, высшие симметрии, алгебра токов, модель кварков и др.

Каждый раз существенное уточнение экспериментальных данных наносило большой ущерб попыткам построения теории, демонстрируя, что мы стоим перед центральной проблемой физики — проблемой построения теории взаимодействующих полей. Причем речь идет о количественной теории (видимо не лишним будет напомнить, что физика наука количественная). Следовательно, для ее проверки нужны количественные, прецизионные измерения. Причем запросы теории (в силу ее несовершенства и слишком быстрой изменчивости) не могут служить единственным критерием необходимости постановки того или иного эксперимента. В рассматриваемой области физики вряд ли можно привести пример излишне точных систематических измерений, которые оказались ненужными для проверки теории. Противоположных примеров сколько угодно. Скажем, проверка гипотезы нарушения  $CP$  — инвариантности в электромагнитных взаимодействиях (одна из наиболее актуальных задач) предъявляет сейчас к данным о взаимодействии фотон-нуклон такие требования, которые находятся на границе возможностей современного эксперимента. Обсуждение совокупности экспериментальных данных по взаимодействию фотон-нуклон и относящихся к этой области запросов существующих теорий — одна

из центральных задач всей нашей конференции. Я только хочу подчеркнуть, что эти данные всегда имели прямое отношение к наиболее важным проблемам современной теории, и у нас нет никаких оснований опасаться, что систематические исследования взаимодействия фотон-нуклон в области энергий ниже 1 Гэв, окажутся неактуальными в связи с запуском больших электронных ускорителей на энергию вплоть до 20 Гэв.

## II. Взаимодействие фотонов и электронов с группой нуклонов

(Сюда входят фото- и электророждение мезонов на ядрах, фото- и электрорасщепление ядер в области энергий, где существенны мезонные явления, рассеяние электронов на ядрах).

Исследование взаимодействий фотонов и электронов со связанными нуклонами необходимо прежде всего для выяснения изотопической структуры амплитуд взаимодействия фотон-нуклон и электрон-нуклон, поскольку в природе нет свободных нейтронов. С этой точки зрения наиболее важны опыты по фоторождению мезонов и рассеянию электронов и фотонов на дейтонах. Это большая совокупность процессов, для каждого из которых экспериментальная ситуация существенно различна, и в мою задачу не входит ее описание. Я только хочу отметить, что извлечение из данных по взаимодействию фотон-дейтон амплитуд взаимодействия фотон-нейтрон не представляется сейчас очень точной и надежной операцией. Долгое время принято было считать, что импульсное приближение дает во всяком случае неплохое качественное описание взаимодействия фотон-дейтон. Однако по мере накопления

экспериментальной информации об этих процессах мы все больше убеждаемся, что импульсное приближение дает довольно грубую картину. Несмотря на то, что в литературе появилось значительное число теоретических работ по улучшению импульсного приближения, теория взаимодействия фотон-дейтрон нуждается в дальнейшей разработке. Экспериментальная проверка теории этих явлений представляется актуальной задачей не только с точки зрения извлечения амплитуд фотон-нейтрон, но и с точки зрения проверки наших возможностей описывать простейшие мезонно-ядерные реакции.

Фоторождение мезонов на ядрах может в принципе дать не только информацию об изотопической структуре амплитуд, но также и об их спиновой структуре. Например, существуют работы, в которых исходя из данных по когерентному рождению нейтральных пионов извлекают часть амплитуды фоторождения, не связанную с опрокидыванием спина. Существует и еще один аспект исследования фоторождения мезонов на ядрах, который следует подчеркнуть в связи с нашей конференцией — это возможность с помощью фоторождения мезонов исследовать чисто ядерные проблемы. Особенно это касается таких эффектов, которые сильно проявляются при замене нейтрона на протон или протона на нейтрон. Здесь можно упомянуть поиски короткоживущих изотопов легчайших элементов, исследование аналоговых состояний, критичные проверки моделей ядра.

Этот интересный аспект обычно выпадал из традиционных программ конференций. Надо заметить также, что пока он еще мало изучен. Будем надеяться, что наша конференция в какой-то степени стимулирует эти исследования.

К проблематике фоторождения мезонов на ядрах тесно при-  
мыкает проблематика фоторасщепления ядер при энергиях порядка  
и выше 100 Мэв, когда обнаруживается взаимное влияние этих  
процессов. К сожалению, теория может сказать об этих сложных  
явлениях довольно мало, да и экспериментальные данные здесь  
очень бедны. Если заниматься этими явлениями, то естественно  
обратиться к простейшим среди них. Фоторасщепление малонуклон-  
ных систем (ядер дейтерия, трития и гелия) является одной из  
основных тем для нашей конференции. Фоторасщепление дейтерия -  
классическая проблема ядерной физики. Принято считать, что в  
области энергий до 100 Мэв мы имеем удовлетворительное описа-  
ние фоторасщепления дейтерия. Это описание основано на предпо-  
ложении, что нуклоны можно рассматривать как бесструктурные  
(точечные) частицы, обладающие зарядом и магнитным моментом.  
Обменные токи не учитываются. По-видимому, удовлетворительное  
согласие теории и эксперимента связано с тем, что мы пока не  
имеем систематических поляризационных экспериментов. Пренебре-  
жение мезонными токами должно сказаться при значительно мень-  
ших энергиях. При энергиях выше порога фоторождения мезонов  
влияние мезонных эффектов наглядно демонстрируется характер-  
ным максимумом сечения фоторасщепления дейтона в районе бари-  
онного резонанса  $N^*_{1238}$ . Соответственно, в этой области  
энергий построение теории упирается в фундаментальные труд-  
ности теории сильных взаимодействий. Фоторасщепление дейтона -  
бинарная реакция и, следовательно, является относительно  
простым объектом исследования, тем не менее она еще очень ма-  
ло изучена. В последние годы большие успехи были достигнуты

в изучении реакций фоторасщепления гелия-3. Оказалось, что сечение этих реакций необычайно критично к волновым функциям, описывающим трехнуклонные системы.

По этой теме на нашу конференцию заявлено несколько оригинальных сообщений и обзорный доклад. Нас, видимо, ожидает интересное обсуждение фоторасщепления малонуклонных систем.

Успехи исследований формфакторов ядер с помощью упругого рассеяния электронов хорошо известны. Этот мощный метод исследования основных состояний ядер получает дальнейшее развитие в связи с использованием ориентированных ядер мишени. Опыты с рассеянием электронов на ориентированных ядрах могут приобрести большое принципиальное значение, если подтвердится гипотеза о нарушении  $CP$  - инвариантности в электромагнитных взаимодействиях.

III группа проблем - фотоядерные реакции.

Здесь мы относим исследования сложных ядер: главным образом их фото- и электрорасщепление. По этой группе проблем на конференцию представлено особенно много работ. Сообщений, посвященных взаимодействию фотонов с ядрами, у нас будет значительно больше, чем сообщений, посвященных взаимодействию электронов с ядрами. Это главным образом обусловлено историей фотоядерных реакций. Взаимодействие электронов с ядрами еще переживает бурную молодость и методикой этих исследований пока овладели немногие лаборатории. Исследования рассеяния электронов позволяют, как известно, получить ценную дополнительную информацию, поскольку в этих процессах передаваемый ядру трехмерный импульс можно варьировать при заданной передаваемой яд-



ру энергии, тогда как для обычных фотонов передаваемая энергия однозначно задает импульс. Таким образом с помощью электронов мы можем получить полную информацию о матричных элементах локальных операторов тока и заряда, об их пространственном распределении. В связи с этим взаимодействие электронов с ядрами является источником необыкновенно богатой и уникальной информации о структуре ядра. Кроме того, с помощью электронов можно изучать взаимодействия кулоновского поля с ядром. Уже простейшие постановки опытов, в которых регистрируется только рассеянный электрон, дали ценнейшую информацию о магнитных переходах и резонансных состояниях, которую трудно было бы получить другими способами. Эксперименты, включающие регистрацию на совпадение с электронами продуктов ядерных реакций несомненно займут одно из важных мест в ядерной физике, когда в распоряжении экспериментаторов будут электронные пучки с большой временной растяжкой и с достаточной интенсивностью.

Основные проблемы, изучаемые при фото- и электрорасщеплении ядер связаны с проблемой описания больших групп нуклонов на основе существующих модельных представлений. Фотоядерные реакции дают в этом отношении богатейшие возможности.

Чем больше мы изучаем фотоядерные реакции в области энергий 10-30 Мэв, тем все больше убеждаемся, что так называемый гигантский резонанс очень сложное явление, связанное так или иначе со всеми основными представлениями об атомном ядре.

Нам предстоит заслушать подробные обзорные доклады о теории фотоядерных реакций в модели оболочек, об описании фотоядерных реакций на основе коллективных степеней свободы, о

1959

чески анизотропными.

Введение тензора поляризуемости ядер привело к естественному обобщению молекулярной оптики на фотоядерные реакции. Аналогия с молекулярной оптикой оказалась настолько глубокой, что с развитием техники регистрации  $\gamma$  - квантов и получения  $\gamma$  - пучков с хорошо контролируемыми параметрами мы будем иметь оптику ядерную. Это даст нам возможность детально изучать взаимодействия различных типов движения нуклонов в ядре.

Мы в основном касались эффектов полного поглощения и рассеяния фотонов ядрами. Это относительно более простые, чистые эффекты, теория же реакций фоторасщепления носит значительно более грубый характер. Впрочем ситуация здесь не хуже чем в теории чисто ядерных реакций. Теория фотовольтского эффекта достигла уровня, существующего в теории ядра и стала ее неотъемлемой частью.

Перечисленные три группы проблем несмотря на их кажущееся различие имеют очень много общих моментов. Прежде всего здесь следует отметить общность методики. В этой связи в программу конференции включены обзорные доклады по состоянию и перспективам развития электронных ускорителей. Мы конечно тщательно обсудим все возможности улучшения параметров фотонных и электронных пучков, ибо это - основа всей нашей проблематики.

Методика эксперимента на электронных ускорителях достигла за последние годы больших успехов. Здесь прежде всего следует отметить получение монохроматических пучков, поляризационные измерения, использование выстроенных мишеней, детальное

измерения с регистрацией частиц по времени пролета. Эти успехи в одинаковой мере касаются как физики фотоядерных реакций, так и физики фотомезонных процессов. Они являются залогом того, что в ближайшее время мы будем обладать экспериментальной информацией значительно более высокого качества. Отмечая общие моменты обсуждаемых проблем, нельзя не отметить и общность теоретических подходов. В области ядерной физики все большее распространение получают методы теории поля: диаграммная техника, метод функций Грина, дисперсионный подход, теоретико-полевое обоснование правил сумм. Правила сумм являются очень хорошим примером взаимного проникновения методов теоретической физики в области ядра и физики элементарных частиц. С одной стороны правила сумм, несомненно, сыграли важную роль отправного пункта при возникновении метода дисперсионных соотношений в квантовой теории поля. Строгие методы квантовой теории поля в свою очередь позволили обобщить правила сумм и указать их точность и границы применимости. А последнее время правила сумм весьма аналогичные тем, которые мы давно используем в физике фотоядерных реакций, стали очень модными в физике элементарных частиц.

Теоретики, работающие как в области фотоядерной физики, так и фотомезонной физики, несомненно, легко найдут общий язык. Помимо общих методических вопросов и отмеченных выше физических проблем, представляющих интерес как для фотоядерщиков, так и для фотомезонщиков, есть область, которая имеет еще более широкое значение — это квантовая электродинамика. Разработку ее конкретных проблем и проверку ее основных принципов никак нельзя признать завершенными. Более того на ос-

нове измерений радиационных распадов векторных мезонов мы уже сейчас можем указать пределы, где квантовая электродинамика заведомо несправедлива. Когда точности наших измерений выйдут за эти пределы, перед теорией чисто электромагнитных явлений во весь рост встанут проблемы физики сильных взаимодействий.

Таким образом в нашей программе имеется много тем, представляющих общий интерес и имеющих богатую перспективу дальнейшего развития. В то же время оргкомитет не обольщает себя надеждой, что участники конференции не будут критиковать выбор тематики. Восполнить недостатки нашей программы призваны семинары, программу которых предлагается составить участникам конференции. На семинарах члены оргкомитета будут уже слушателями и смогут взять реванш.

PRESENT EVIDENCE ON QUANTUM ELECTRODYNAMICS

D. R. Yennie

Laboratory of Nuclear Studies,  
Cornell University, Ithaca, New York

Introductory Remarks

My talk will be divided into three main parts. First, I shall review the "low energy tests" of quantum electrodynamics; second, I shall describe some recent work on the experimental verification of radiative corrections at high energies; and, last, I shall discuss the situation on high energy tests of quantum electrodynamics (QED). Because of time limitations, it will not be possible to mention every significant item in the overall picture. Generally the emphasis will be on developments taking place within the past few years. For a

survey which is only a year or two old, I recommend the excellent review by R. Gatto.<sup>1</sup>

### Low Energy Tests

Since the early days of feverish experimental and theoretical activity of about fifteen years ago established the general features of QED corrections to bound state energy levels and magnetic moments to reasonably good accuracy, we have had a long period gradual refinement brought about by improvements in experimental techniques and painstaking theoretical evaluation of smaller and smaller correction terms. At the present time the agreement between theory and experiment is better than it ever has been before. There is only one tiny dark cloud on the horizon, and there the experimental situation still remains to be resolved.

#### New Value of $\alpha$

One of the most significant developments during the past year has been a change in the accepted value of  $\alpha$ , the fine structure constant. The value of  $\alpha$  in use since 1953 came from Lamb's measurement of the fine structure in deuterium.<sup>2</sup> This value is

$$(\alpha_{FS})^{-1} = 137.0388 \pm 0.0006 \quad (1 \text{ standard deviation}).$$

Recently, a new value has been obtained by an entirely different method. Parker, Taylor and Langenberg<sup>3</sup> have made a highly accurate measurement of  $e/h$  using the ac Josephson effect. In this experiment, two weakly-coupled super-

conductors are maintained at a potential difference  $V$  and an ac supercurrent is observed. The frequency is related to the potential by

$$h\nu = (2e)V.$$

This is believed to be an exact relationship. Experiments with different materials and different techniques give values of  $e/h$  consistent to 2 parts per million. This result can be combined with other well-known physical constants to obtain a new value of  $\alpha$ , which is

$$(\alpha_{2e/h})^{-1} = 137.0359 \pm .0004 \quad (1 \text{ standard deviation}).$$

This new  $\alpha$  is 21 ppm larger and is outside the old value by about three standard deviations. This has brought about a rather dramatic change in one of the long-standing problems in low energy QED.

#### Hyperfine Structure in Ground State of Hydrogen

It is convenient to write the theoretical formula in a way which makes optimum use of the best known fundamental constants. For the hyperfine structure, this form is

$$\begin{aligned} \nu = & \frac{16}{3} \text{Ry} C \left( \frac{\mu_p}{\mu_e} \right) \left( \frac{\mu_e}{\mu_0} \right)^2 \left( \frac{M}{m+M} \right)^3 \alpha^2 \left\{ 1 + \frac{3}{2} (Z\alpha)^2 \right. \\ & - \alpha (Z\alpha) \left( \frac{5}{2} - \ell \ln 2 \right) + \frac{\alpha}{\pi} (Z\alpha)^2 [a_0 \ell n^2 Z\alpha + a_1 \ell n Z\alpha + a_2] \\ & \left. - \alpha \frac{m}{M} X \right\}. \end{aligned}$$

The second line represents radiative corrections, and  $X$  represents nuclear size, recoil (beyond reduced mass), and nuclear polarization corrections. For our purposes, the

experimental value is known to infinite precision from the experiment of Crampton, Kleppner, and Ramsey<sup>4</sup>

$$\nu_{\text{exp}} = 1420.405751800 \pm 28 \times 10^{-9} \text{ MHz.}$$

Using the old value of  $\alpha$  as a reference number, we can write

$$\frac{\nu_{\text{th}}}{\nu_{\text{exp}}} = (137.0388\alpha)^2 [1 - (9 \pm 2) \times 10^{-6} - \alpha \frac{m}{M} X].$$

The part of X associated with finite size and nuclear recoil has been evaluated by Iddings and Platzman<sup>5</sup>

$$\alpha \frac{m}{M} [X_{\text{size}} + X_{\text{rec}}] = (34 \pm 3) \times 10^{-6}$$

leaving

$$\frac{\nu_{\text{th}}}{\nu_{\text{exp}}} = (137.088\alpha)^2 [1 - (43 \pm 5) \times 10^{-6} - \frac{cm}{M} X_{\text{pol}}].$$

The old value of  $\alpha$  (if one uses 2 standard deviations) would have required

$$\alpha \frac{m}{M} X_{\text{pol}} = (-43 \pm 20) \times 10^{-6}.$$

Most estimates of this quantity<sup>6</sup> have been of the order of a ppm and this was long regarded as a serious discrepancy between theory and experiment. Drell and Sullivan<sup>7</sup> have suggested that the theory is sufficiently doubtful that an effect of 10 ppm would not be unthinkable and they give a bound state model of the proton which produces several ppm for the polarization contribution.

Fortunately this discrepancy is entirely resolved by the new value of  $\alpha$  and the result using two standard deviations in  $\alpha$  is

$$1420 \cdot 10^{-6} \text{ Hz} \approx 0 \cdot 194 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$$



$$\frac{v_{th}}{v_{exp}} = [1 - (0 \pm 16)10^{-6} - \alpha \frac{m}{M} X_{pol}].$$

There is clearly no longer a need for a large contribution from  $X_{pol}$ .

#### Lamb Shift

The main new developments here are a new measurement by Robiscoe<sup>8</sup> which disagrees slightly, but significantly, from Lamb's old value and a more accurate evaluation of the two photon term by Soto.<sup>9</sup> The present situation is shown in the table. The most interesting numbers are at the top, where theory and experiment are compared. In hydrogen, there is a clear discrepancy between theory and Robiscoe's result. In the difference between deuterium and hydrogen, the theory agrees well with either set of experiments. This indicates that if the discrepancy remains in hydrogen, it cannot be readily accounted for by a nuclear structure effect, and a recoil effect also is unlikely as an explanation.

The lower part of the table shows various contributions to the theoretical expression for the Lamb shift and estimates of neglected terms. The main terms in the radiative corrections have been checked by several workers; these are indicated by checks ( $\checkmark$ ). Some small terms which have not been independently verified are indicated by ( $\times$ ). It is hard to imagine any QED contributions which could reasonably account for the difference between theory and Robiscoe's value. At the moment we may regard the experimental situation as unresolved; but if the discrepancy persists, it will be a new

challenge for the theory.

A remaining possibility is a special non-electromagnetic interaction between the electron and proton. As an example, a short range scalar interaction could shift S-state energy levels. Such an interaction need not be very important at high energies because it reverses helicity and does not interfere effectively with the electromagnetic interaction. It might be hard though to understand why the effect would be exactly the same size in hydrogen and deuterium, although one could certainly invent the right isotopic spin dependence to account for that.

#### (g-2) Measurements

For the muon, (g-2) is given by<sup>10</sup>

$$\begin{aligned}\frac{1}{2}(g-2)_{\text{th}} &= \frac{\alpha}{2\pi} + 0.76 \frac{\alpha^2}{\pi^2} \\ &= 1165 \times 10^{-6}.\end{aligned}$$

Several years ago, this was confirmed by the CERN group<sup>11</sup> for the positive muon

$$\frac{1}{2}(g-2)_{\mu^+} = (1162 \pm 5) 10^{-6}.$$

Now more recently, they<sup>12</sup> have obtained for the negative muon

$$\frac{1}{2}(g-2)_{\mu^-} = (1165 \pm 3) 10^{-6}$$

This accurate agreement is considered a confirmation of QED to about 1 GeV. In the future the counting rate will be improved by a factor of  $\sim 20$  and this should result in a considerable improvement in precision.

The anomalous moment of the electron has been measured to higher precision but says less about QED since only small intermediate momenta are important. The result is<sup>13,14</sup>

$$\frac{1}{2}(g-2)_{\text{th}} = 1 + \frac{\alpha}{2\pi} - 0.328\left(\frac{\alpha}{\pi}\right) + \sim 0.15\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^3$$

$$\frac{1}{2}(g-2)_{\text{exp}} = 1 + \frac{\alpha}{2\pi} - (0.327 \pm .005)\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2.$$

#### Muon Hyperfine Structure

Preliminary work by Cleland et al.<sup>15</sup> gave a result for  $a$  in agreement with Lamb's old value but with twice the standard deviation. Ruderman<sup>16</sup> has pointed out an ambiguity in the result arising from chemical shielding in the measurements of  $\mu_{\mu}/\mu_p$ . In the future, it should be possible to eliminate this ambiguity experimentally. This experiment will then provide an additional test of QED.

#### Radiative Corrections at High Energies

About a dozen years ago, radiative corrections first became significant for high energy electron scattering and other high energy electromagnetic experiments. By that time QED was considered a well-established theory from the excellent agreement in low energy experiments. Also, it was recognized that the dominant part of the corrections could be understood as a semiclassical effect associated with the infrared divergence. Over the intervening years, the prevailing philosophy has been to accept QED and calculate radiative corrections as accurately as possible for any

given experiment. Aside from experiments specifically designed to test for a significant deviation from QED, there was not until recently any serious effort to study carefully the radiative corrections themselves. The difficulty in doing this is indicated by the Born approximation expression for electron scattering from a charge

$$d\sigma \cong d\sigma_{\text{Mott}} [F(q^2)]^2 \left(1 + \frac{2\alpha}{\pi} \ln \frac{q^2}{m^2} \ln \frac{\Delta E}{E}\right).$$

For a given  $\frac{\Delta E}{E}$  it is very difficult to distinguish the slowly varying radiative corrections from the more rapidly varying  $F$ ; it is better to believe them in order to extract  $F$  from the experiment. The radiative corrections vary most rapidly for small  $q^2$  where  $F \approx 1$  and an absolute measurement might confirm them. Such experiments have been done in the past and they confirm the existence of the radiative corrections; however, the check is not a very detailed one.

The radiative corrections should "exponentiate"; i.e. for very small  $\Delta E$  when the correction becomes large it should vary like

$$d\sigma \cong d\sigma_{\text{Mott}} [F(q^2)]^2 e^{\frac{2\alpha}{\pi} \ln \frac{q^2}{m^2} \ln \frac{\Delta E}{E}}.$$

An experimental check of this dependence would be very interesting but it has not yet been proved experimentally. The physical origin of this dependence is provided by the famous Bloch-Nordsieck argument about infrared photons. The probability of elastic scattering or scattering with very

small total energy going to bremsstrahlung photons is strongly suppressed by virtual radiative corrections.

Recently there has been a precise quantitative check of a radiative correction in another type of experiment. This is an  $e^+e^-$  scattering experiment carried out by Browman, Grossetete, and Yount<sup>17</sup> at Orsay. Briefly, the idea of their experiment is to send a monoenergetic beam of  $e^+$  into a target and observe recoil electrons as a function of energy near the upper limit of energy. All these electrons emerge in a very narrow angle relative to the incident beam, and this angle is not observed experimentally. This amounts to  $180^\circ$  positron scattering in the center-of-mass system. The upper 10% of the energy spectrum is observed with an absolute accuracy of order 1-2%. The experimental results, along with theoretical predictions, are shown in Fig. 1. In this region, the theoretical cross section without radiative corrections (Bhabha formula) is quite flat as a function of  $E_1'$ . The radiative corrections alter this quite dramatically. This can be understood from the infrared effect in the radiative corrections. If an electron emerges with the original full energy of the positron, there is no energy left for photons. That is,  $\Delta E = 0$  and the cross section is suppressed to zero. As  $E_1'$  decreases from its upper limit, the phase space for photons enlarges and the cross section grows rapidly toward the Bhabha cross section. In Fig. 1, we give a comparison between the experimental data and two different preliminary versions of the radiative corrections. More

complete calculations are in progress by P. K. Kuo, A. C. Hearn and myself. In the figure the radiative corrections have been evaluated and folded into the experimental energy resolution. One curve shows the radiative corrections evaluated to order  $\alpha$  and the other curve shows the same radiative corrections with the infrared part exponentiated. It should be noted that an experimental degree of freedom permits the theoretical curves to be displayed horizontally in obtaining the best fit.

We can say at the moment that the main features and magnitude of the radiative corrections have been checked. Since we are measuring radiative corrections to a pure QED process, we have no ambiguities such as the form factor to contend with. There is no indication of a breakdown in QED (there is very small momentum transfer anyway) or in the theory of the radiative corrections. Hopefully within the next few months the theory will be completed and within the coming years the experimental precision will get even better, permitting a check of the exponentiation of the infrared part of the radiative corrections.

#### High Energy Tests of QED

In order to test QED at high energies, it is necessary to isolate the electromagnetic interactions from the strong ones. There are two basic ways of accomplishing this. One is to study pure electromagnetic processes such as electron-electron or electron-positron scattering. The difficulty

with this type of experiment is that it is hard to achieve large momentum transfers. E.g., in the electron-positron experiment just described, the momentum transfer is only  $\sim 22$  MeV/c. However, with its high precision, the experiment checks QED to distances of order 1 fermi. At higher energies, such experiments could get down to the 0.1 f region if one can have great confidence in the radiative corrections and all the various background corrections (to a fraction of 1%). Clearly a test involving very large momentum transfers, where the possible effects are large compared to the corrections, would be more convincing. This type of test has now been accomplished with electron-electron scattering in a storage ring at Stanford. In the near future, it is expected that electron-positron storage rings will provide similar tests. The other basic method of isolating electromagnetic processes from strong ones is to calibrate out the effect of the strong interactions. E.g., electron-proton or electron-nuclear scattering cannot provide a test of QED because one has no independent information on the form factors. Such experiments are used instead to determine the form factors. One may then plan experiments in which the nucleus plays the role of the source of a known Coulomb field. It is necessary of course to be sure that no significant additional effects arise from the properties of the nucleus. Several years ago Drell proposed several such tests.<sup>18</sup> The one that has been pushed the hardest in recent years is symmetric wide angle pair production of

electrons and muons. Now let us summarize the present evidence.

#### Colliding Beam Experiments

The only colliding beam experiment on which I have information is the one done at Stanford.<sup>19</sup> They have measured electron-electron scattering for a total center-of-mass energy of 600 MeV. The absolute cross section has not been determined and their conclusions are based on relative cross sections at different large momentum transfers. If the cross section is modified by a photon form factor

$$G(q^2) = \frac{1}{1 + \frac{q^2}{K^2}}$$

the experiment gives

$$K^{-2} = +.001 \pm .033 \text{ f}^2$$

or

$$K^{-1} < 1.8 \times 10^{-14} \text{ f} \quad (1 \text{ std. dev.})$$

A new experiment with total center-of-mass energy of 1100 MeV is in progress. It should also be possible to make an absolute measurement (really normalized relative to low momentum transfer) by monitoring the collisions with double bremsstrahlung process.

#### Wide Angle Pair Experiments

In the wide angle pair production experiments, the pairs are detected symmetrically (with about the same energy, about the same angle relative to the photon beam, and about 180° different in azimuthal angle). This has several advantages



in reducing unknown effects from nuclear physics. The main contribution to the cross section is given by the Bethe-Heitler formula for pair production in a Coulomb potential. The symmetrical arrangement makes the momentum transfer to the nucleus very small; the form factor of the nuclear charge distribution is then very close to unity and the small deviation from unity may be accurately calculated. Also contributions to the observed cross section in which the nucleus is excited or dissociated are negligibly small. Finally, the interference between the Bethe-Heitler amplitude and the Compton amplitude (in which the initial photon virtually scatters from the nucleus and produces a pair) vanishes as a consequence of C invariance. Because of the peculiar properties of the Bethe-Heitler cross section, the experiment is fraught with serious, but not insurmountable, difficulties. First, the cross section is extremely small and has a very rapid energy and angular variation. The rapid variation is illustrated in Fig. 2. Second, the flux of pion pairs produced in strong interactions is orders of magnitude greater than the electron pair flux at large angles. It is essential that these pion pairs be rejected by the detection system. If this is accomplished with gas Cerenkov counters, the aperture is necessarily rather small and the rapid variations of the Bethe-Heitler cross section complicate the analysis.

Three different groups have put in a massive effort to see whether QED agrees with the predictions of the Bethe-

Heitler formula for electrons. Usually the results of these experiments are represented as a function of the "mass" of the  $e^+e^-$  pair, which should be the significant parameter of the experiment. The results are shown in Fig. 3. Clearly, they are not in agreement with each other. The earliest experiment by the CEA group<sup>20</sup> indicated an astoundingly large deviation from theory. A subsequent experiment at Cornell<sup>21</sup>, with larger aperture and shower spark chambers but lower masses, seemed initially to confirm the CEA result. The most recent experiment was carried out at DESY<sup>22</sup> last summer, and they obtained a cross section in agreement with the Bethe-Heitler expression to an accuracy of  $\sim 5\%$ . They see no indication of a breakdown. Subsequently the Cornell experiment was pushed to higher masses. Their current result seems definitely to contradict CEA but not DESY. In spite of the small masses, this apparent confirmation of DESY is important because of the large aperture and different experimental approach in the Cornell experiment. The overall impression from this situation is that a breakdown of QED of the magnitude suggested by CEA is quite unlikely. It is inappropriate for a theorist to pass judgment on these conflicting experiments; however, one tends to be influenced by the prejudice that QED is right until proved wrong. In any case there is further work being done on the subject and the situation should be resolved within the next twelve months or so.

The results of the CEA experiment<sup>23</sup> on wide angle

mu pair production are shown in Fig. 4. If the low momentum normalization is ignored and the negative slope is a real effect, a  $2\frac{1}{2}$  standard deviation from QED is indicated. This is the only experiment which presently indicates a difference in the electromagnetic properties of muons and electrons. Clearly such an important result should be checked by additional experimental work. The rise at the high momentum end corresponds to  $\rho^0$  photoproduction with a partial decay into  $\mu^+ + \mu^-$ . A similar effect has been seen in the DESY wide angle electron pair experiment.

The speaker wishes to thank his colleagues, particularly L. Hand, R. Talman, and A. Browman, for helpful comments and criticisms.

Table I

Lamb Shift ( $2S_{1/2}-2P_{1/2}$  splitting)  
Comparison of Theory and Experiment

	H	D - H	He <sup>+</sup>
Theory (new $\alpha$ )	1057.57 $\pm$ .08	1.26 $\pm$ .08	14,039.3 $\pm$ 4.0
Exp. (Lamb)	1057.77 $\pm$ .10	1.23 $\pm$ .15	14,040.2 $\pm$ 4.5
Exp. (Robiscoe)	1058.05 $\pm$ .10	1.29 $\pm$ .15	-----

Various Contributions to the Lamb Shift

$\alpha(Z\alpha)^4$	( $\checkmark$ )	1052.20 $\pm$ .01	
$\alpha(Z\alpha)^5$	( $\checkmark$ )	7.14	Recoil -1.28 $\pm$ .01
$\alpha(Z\alpha)^6$	( $\checkmark, \checkmark, X$ )	-.38 $\pm$ .04	Proton Size .13 $\pm$ .00
$\alpha^2(Z\alpha)^4$	( $\checkmark, X$ )	-.24	Proton Structure $\pm$ .00
$\alpha^2(Z\alpha)^5$		$\pm$ .02	
$\alpha^3(Z\alpha)^4$		$\pm$ .00	

References

1. R. Gatto, Chapter 15 of "High Energy Physics", edited by E. H. S. Burhop, Academic Press, 1966.
2. S. Triebwasser, E. S. Dayhoff, and W. E. Lamb, Phys. Rev. 89, 98 (1953).
3. W. H. Parker, B. N. Taylor, and D. N. Langenberg, private communication.
4. S. B. Crampton, D. Kleppner, and N. F. Ramsey, Phys. Rev. Letters 11, 338 (1963).
5. C. K. Iddings and P. Platzman Phys. Rev. 113, 192 (1959).
6. C. K. Iddings, Phys. Rev. 138, B446 (1965); A. Verganelakis and D. E. Zwanziger, Nuovo Cimento 39, 613 (1965); F. Guerin, private communication.
7. S. D. Drell and J. D. Sullivan, to be published in Phys. Rev.
8. R. T. Robiscoe, Phys. Rev. 138, A22 (1965).
9. M. F. Soto, Jr., Phys. Rev. Letters 17, 1153 (1966).
10. H. Petermann, Helv. Phys. Acta 30, 407 (1957); C. M. Sommerfield, Phys. Rev. 105, 1931 (1957); H. Suura and Eyvind H. Wichmann, Phys. Rev. 105, 1930 (L) (1957); H. H. Elend, Physics Letters 21, 720 (1966); N. Kroll (unpublished).
11. G. Charpak, F.J.M. Farley, R. L. Garwin, T. Muller, J. C. Sens, and H. Zichichi, Nuovo Cimento 37, 1241 (1965).

12. F.J.M. Farley, J. Bailey, R.C.A. Brown, M. Giesch, H. Jüstlein, S. van der Meer, E. Picasso, M. Tannenbaum  
Physics Letters (to be published).
13. A. Petermann, *Helv. Phys. Acta* 30, 407 (1957);  
C. Sommerfield, *Phys. Rev.* 107, 328 (1957); S. D.  
Dress and R. H. Pagels, *Phys. Rev.* 140, B397 (1965).
14. D. T. Wilkinson and H. R. Crane, *Phys. Rev.* 130, 852  
(1963).
15. W. E. Cleland, J. M. Bailey, M. E. Eckhause, V. W.  
Hughes, R. M. Mobley, R. Prepost, and J. E. Rothberg,  
*Phys. Rev. Letters* 13, 202 (1964).
16. M. A. Ruderman, *Phys. Rev. Letters* 17, 794 (1966).
17. A. Browman, B. Grossetete, and D. Yount, *Phys. Rev.*  
151, 1094 (1966).
18. S. D. Drell, *Ann Phys.* 4, 75 (1958).
19. W. C. Barber, B. Gittleman, G. K. O'Neill, and  
B. Richter, *Phys. Rev. Letters* 16, 1127 (1966).
20. R. B. Blumenthal, D. C. Elm, W. L. Faissler, P. M.  
Joseph, L. J. Lanzerotti, F. M. Pipkin, and D. G.  
Stairs, *Phys. Rev.* 144, 1199 (1966).
21. E. Eisenhandler, J. Feigenbaum, N. Mistry, P. Mostek,  
D. Rust, A. Silverman, C. Sinclair, and R. Talman,  
private communication.
22. J. G. Asbury, W. K. Bertram, U. Becker, P. Joos, M.  
Rhode, A.J.S. Smith, S. Friedlander, C.L. Jordan and  
C. C. Ting, *Phys. Rev. Letters* 18, 65 (1967).

23. J. K. de Pagter, J. I. Friedman, G. Glass, R. C. Chase,  
M. Gettner, E. von Goeler, Roy Weinstein and A. M.  
Boyarski, Phys. Rev. Letters 17, 767 (1966).

Discussion

Р.Н. Фаустов: В чем заключалась ошибка в предыдущих измерениях постоянной тонкой структуры  $\alpha$  ?

D.R. Yennie: The fine structure measurements are less accurate than the solid state ones and are now to be questioned because of the Robiscoe result, which suggests a larger fine structure separation. Of course, one must consider the situation as unresolved until the atomic and solid state values agree.

Р.Н. Фаустов: Не могли бы Вы сказать несколько слов о ситуации измерениями основного уровня атомов мюония и позитрония?

D.R. Yennie: The value of  $\alpha^{-1}$  from muonium is  $137.0383 \pm 0.0026$  (95% confidence). I do not know of any new results for positronium. At the present level of accuracy, I do not think the positronium ground state splitting is as stringent a test as some of the other low energy tests. More experimental and theoretical work should be done.

В.А. Петрунькин: Можно ли полагать, что теория пересечения уровня, на которой основан эксперимент Робискоэ, не совсем правильна. Что бы Вы могли сказать по этому поводу?

D.R. Yennie: This has worried me too, but the experts in this area, such as Lamb, have not been able to find anything wrong with the theory of the Robiscoe experiment.

M. Danos: One of the fundamental constants entering the Josephson effect is the Volt. The largest uncertainty in the absolute determination of the Volt is the acceleration of the Earth. I do not think that this is known better than 5 to 10 microparts.



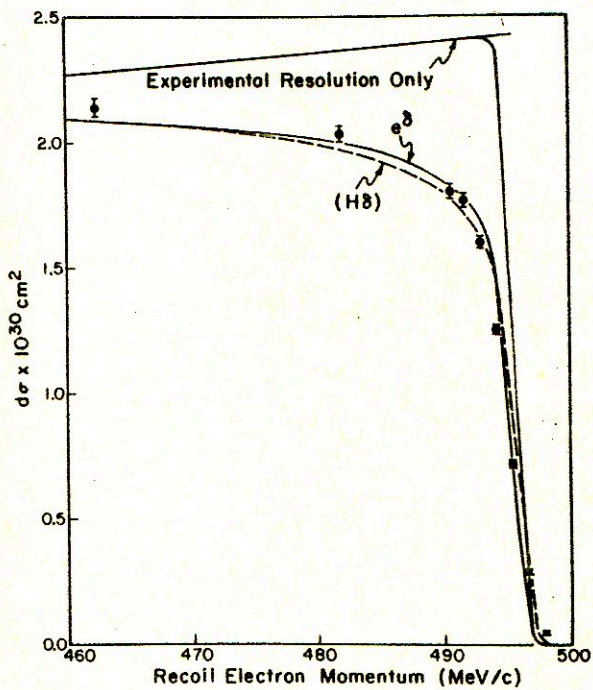


Fig.1. Electron-positron scattering with incident positrons of 500 MeV and final electron observed.

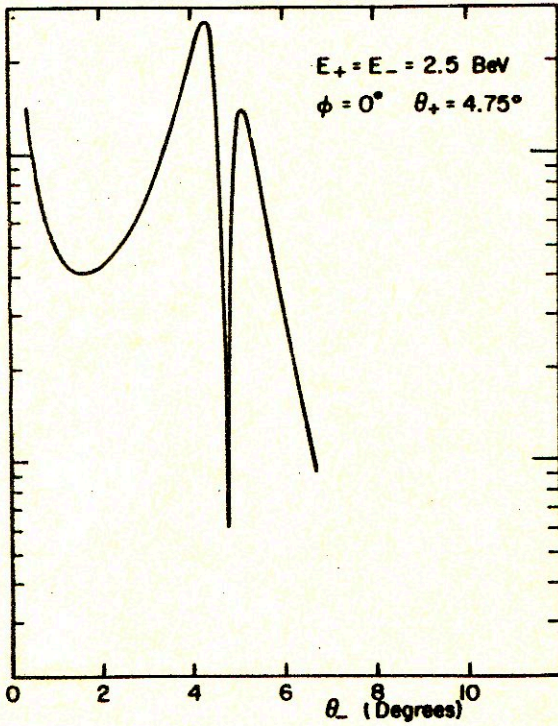


Fig.2. The figure illustrates the rapid variation of the Bethe-Heitler cross section for pair production in the neighborhood of symmetry.

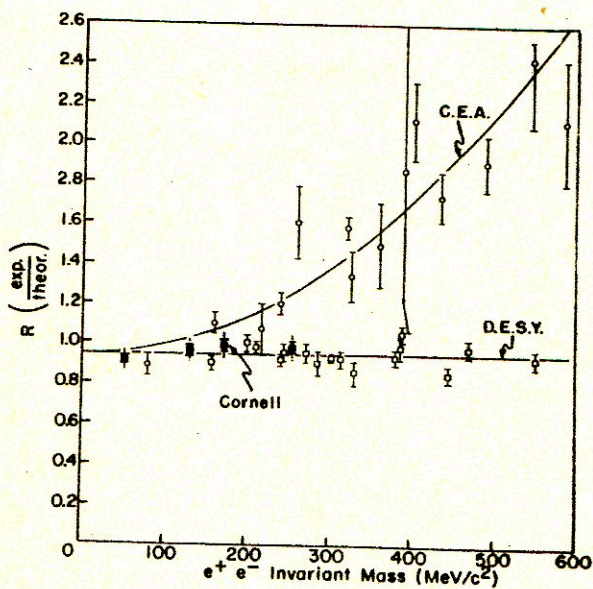


Fig. 3. The results of various experiments on wide angle electron pair production.

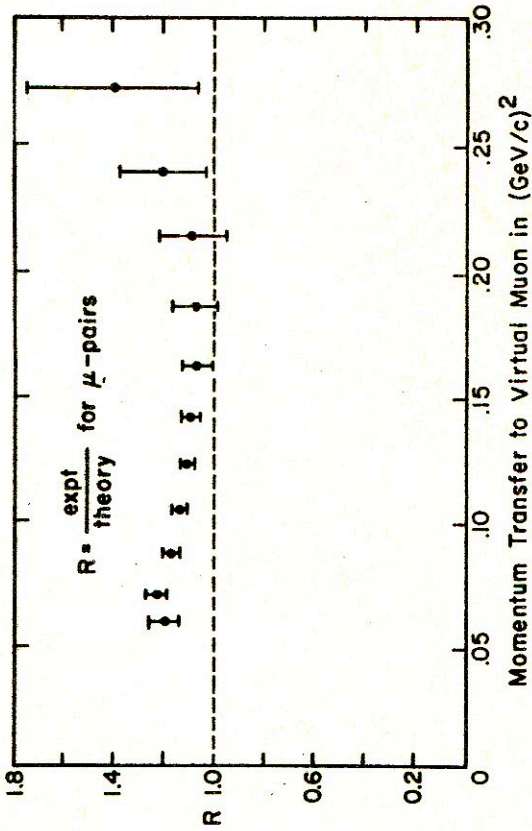


Fig. 4. The results of the CEA experiment on wide angle mu pair production.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ РАСПАДЫ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ  
( ОБЗОР )

М.Н. ХАЧАТУРЯН

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

В моём кратком обзоре, посвященном электромагнитным распадам векторных частиц, основное внимание будет уделено лептонным распадам. Экспериментальное исследование процессов генерации лептонных пар и определение парциальных ширин лептонных распадов имеет важное значение, так как вероятности этих распадов так или иначе оказываются связанными со многими проблемами физики сильных и электромагнитных взаимодействий. Здесь можно отметить прямую проверку гипотезы  $\omega - \eta$  смешивания, проверку унитарных симметрий, проверку существования новых квантовых чисел таких как, например, "charm" и A-чётность, введенную Бронзаном и Лоу, связь вероятностей указанных распадов с электромагнитными формфакторами, проверку квантовой электродинамики и т.д.

После Дубненской конференции исследованию резонансов в системе  $\mu^+ \mu^-$  были посвящены две работы. В работе Weinstein и др. [1]  $\mu\mu$ - пары генерировались  $\gamma$  - квантами в углеродной мишени. (Схематический чертёж эксперимента представлен на рис.1).  $\mu\mu$ - мезоны регистрируются с помощью сцинтилляционного годоскопа, состоящего из 160 детекторов, которые позволяют измерять как углы, так и пробеги каждой частицы пары в интервале энергий от 1,8 до 2,4 ГэВ. Для разделения  $\pi$  - мезонов от  $\mu\mu$  используются фильтры из железа толщиной 126 см. Полученные экспериментальные данные сравниваются с теорией. Теоретическое значение выхода  $\mu\mu$ - пар является суммой двух процессов: нерезонансной генерации  $\mu\mu$ - пар и процесса образования  $\rho$  - мезонов, которые затем распадаются на  $\mu\mu$ - пары. В случае сохранения С-четности в электромагнитных взаимодействиях интерференционные члены между двумя амплитудами равны нулю, и соответствующие эффективные сечения просто складываются. Полученные экспериментальные данные представлены на рис.2. Для относительной вероятности  $\rho \rightarrow \mu\mu$  распадов получено значение равное:

$$\frac{\Gamma(\rho \rightarrow \mu\mu)}{\Gamma(\rho)} = (3,3 \begin{matrix} +1,6 \\ -0,7 \end{matrix}) \cdot 10^{-5}$$

При вычислении ошибки учтены поправки на величину фона, обусловленного  $\pi\pi$  - событиями и продуктами их распада, а также ошибка, связанная с неточным значением сечения фоторождения  $\rho$  - мезонов (около  $\pm 15\%$ ).

В работе Wilson и др. [2]  $\mu\mu$ - пары генерируются в пластинах из железа (толщиной 108 см), которые одновре-

менно выполняют роль мишени и стенок искровых камер (см. рис. 3). Мюоны, генерированные в мишени, проходят через  $\pi$ -мезонный фильтр из железа толщиной 165 см и затем детектируются годоскопом из сцинтилляционных счётчиков. Для измерения энергии мюонов по пробегу используются параллельно расположенные искровые камеры размерами  $180 \times 180 \text{ см}^2$  или  $240 \times 240 \text{ см}^2$  и железные пластины, толщина которых позволяет измерять пробеги мюонов в интервале энергий от 4 до 10,5 Гэв. Для кинематического восстановления каждого события измеряются углы и энергии (по пробегу)  $\mu$ -мезонов. Экспериментальное распределение по эффективным массам для  $\mu\mu$ -пар представлено на рис. 4. Наблюдаемый максимум в спектре эффективных масс имеет ширину около 200 Мэв и несколько превышает разрешение аппаратуры (125 Мэв).

Анализируя параметры матрицы плотности, полученные в эксперименте, авторы делают заключение, что вклад распадов  $\omega \rightarrow \mu\mu$  экспериментальные данные мал. При вычислении относительной вероятности распадов  $\rho \rightarrow \mu\mu$  были использованы только события, заключенные в интервале от 600 до 900 Мэв и с  $t < 0,3 \left(\frac{\Gamma_{\text{ЭВ}}}{c}\right)^2$  (177 событий).

Для отношения вероятностей получено значение равное:

$$\frac{\Gamma(\rho \rightarrow 2\mu)}{\Gamma(\rho \rightarrow 2\pi)} = (4,3 \pm 1,4) \cdot 10^{-5},$$

что в пределах экспериментальных ошибок хорошо согласуется с данными предыдущей работы.

Вторая группа работ связана с исследованием  $e^+e^-$ -распадов векторных мезонов, которая в экспериментальном отношении

является несколько более сложной проблемой. Если говорить в хронологическом порядке, то первая серьезная попытка поисков указанных распадов была предпринята группой Маданского [3] в Брукхевенской национальной лаборатории. В этой работе векторные мезоны генерируются в жидководородной мишени пионами с импульсом 3 Гэв/с. В эксперименте с помощью искровых камер и сцинтилляционных счётчиков измерялся угол разлета между частицами пары. Схематический чертеж эксперимента приводится на рис.5. Амплитудный анализ, производимый с помощью "сэндвичей" позволяет разделять пионы от электронов с эффективностью около 99% для каждого канала. Экспериментальные данные в виде гистограммы представлены на рисунках 6 и 7. Сплошная кривая на рис.6(A) получена моделированием методом Монте-Карло только фоновых процессов. Кривые на рис.6 (B) и 7 получены моделированием наряду с фоном также распадов  $\omega$ ,  $\rho$  и  $\varphi$ -мезонов на  $e^+e^-$  - пары.

Так как в эксперименте фактически измеряется сумма  $a\rho + b\omega$ , то для определения коэффициентов  $a$  и  $b$  авторы предполагают, что фотон является членом унитарного октета, и угол  $\omega$ - $\varphi$ - смешивания равен  $38^\circ$ . В этих предположениях:

$$\frac{\Gamma(\rho \rightarrow ee)}{\Gamma(\rho)} = \left( 5 \begin{matrix} +6 \\ -3 \end{matrix} \right) \cdot 10^{-5}$$

$$\frac{\Gamma(\omega \rightarrow ee)}{\Gamma(\omega)} = \left( 10 \begin{matrix} +12 \\ -8 \end{matrix} \right) \cdot 10^{-5}$$

$$\frac{\Gamma(\varphi \rightarrow ee) \cdot \mathcal{B}(\varphi)}{\Gamma(\varphi)} = (2,9 \pm 1,5) \cdot 10^{-4} \text{ мб.}$$

Принимая  $\mathcal{B}(\varphi) = 10 \mu\text{в}$  для  $\Gamma(\varphi \rightarrow ee) / \Gamma(\varphi)$  получаем следующее значение:  $(29 \pm 15) \cdot 10^{-5}$ .



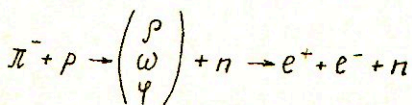
Для распадов  $\omega \rightarrow \mu\mu$  в работе сделана лишь оценка верхней границы.

Изучению распадов  $\omega \rightarrow e^+e^-$  посвящена работа Винни [4], выполненная на протонном синхротроне Резерфордской лаборатории.  $\omega$  - мезоны генерируются в реакции:  $\pi^- + p \rightarrow n + \omega$  при энергии близкой к порогу генерации  $\omega$  - мезонов. В опыте измеряются времена пролета нейтронов (рис.8). Для регистрации электронов используются искровые камеры со свинцовыми пластинами.

В работе было получено 240000 фотографий, из которых только три по недостающей массе и кинематике были идентифицированы как распады  $\omega \rightarrow e^+e^-$ . Для относительной вероятности распадов  $\Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-)$  получено

$$\frac{\Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma(\omega)} (60 \pm 5) \cdot 10^{-5}$$

Исследованию электронных распадов векторных мезонов посвящен также эксперимент, который приводился совместно Лабораторией высоких энергий ОИЯИ и Физическим институтом им.Левбедева [5]. В этом опыте лептоны генерировались отрицательными  $\pi^-$  - мезонами с импульсом 4,0 Гэв/с в жидководородной мишени длиной 50 см в реакции:



Для выделения  $e^+e^-$  - распадов в эксперименте используется двухканальная система, состоящая из искровых камер и черенковских  $\gamma$  - спектрометров [6] (см. рис.9). В

отличие от ранее применявшихся методов установка могла измерять как углы разлета, так и энергии электронов и, следовательно, позволяла восстанавливать в каждом событии её эффективную массу.

Анализ энергетических спектров электронов показывает, что в пределах телесных углов, охватываемых детекторами, энергетические спектры в каждом канале имеют максимум при энергии равной половине энергии налетающего  $L$ -мезона, и так как в избранной геометрии установка регистрирует только события, генерированные в периферических взаимодействиях, то выполняется и другое условие, а именно, сумма энергий электронов равна энергии налетающего пиона. Указанные условия позволяют использовать в измерениях логическую систему отбора событий и, следовательно, значительно снизить число фоновых срабатываний аппаратуры. Черенковские счётчики калибровались на пучке электронов в диапазоне энергий от 1,5 до 4,0 Гэв. В этом диапазоне энергий спектрометры работали линейно и имели энергетическое разрешение  $\pm (5-7)\%$ . По эффективным массам аппаратура калибровалась по распадам  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$  и  $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ , которые измерялись одновременно в том же эксперименте. Установкой было зарегистрировано около 20 тысяч событий. Из этого числа событий были отобраны только те, которые содержат на фотографиях одиночный трек от заряженной частицы и полная энергия которых лежит в пределах  $E_n = (4,0 \pm 0,4)$  Гэв. Таких событий оказалось 25. Анализ по кинематике для 25 событий иллюстрирует рис. 10. На

этом рисунке каждое событие представлено точкой на плоскости, где по оси ординат отложено отношение энергий двух распадных частиц  $E_{min}/E_{max}$ , а по оси абсцисс - угол разлета частиц. Кривые 1 и 4 указывают коридор ошибок, соответствующий двум стандартным отклонениям для энергетического и углового разрешений аппаратуры. Из рис. 10 видно, что в интервале шириной в два стандартных отклонения содержится 13 событий, которые и были идентифицированы как  $e^+e^-$  распады  $\rho$  и  $\omega$  - мезонов. Одно событие идентифицировано как распад  $\varphi$  - мезона. Распределения по углу разлета и по эффективным массам для указанных 25 событий приведены на рисунках 11 и 12. Сплошные кривые на рисунках являются теоретическими распределениями, рассчитанными для распадов  $\omega \rightarrow e^+e^-$ . Идентифицированные события на рис. 11 и 12 заштрихованы. Рассмотрение имитирующих процессов показало, что число фоновых событий в интервале масс от 650 до 950 Мэв т.е. в области, где должны наблюдаться распады  $\rho$  и  $\omega$  - мезонов не превышает 10% от числа идентифицированных событий. Полученные экспериментальные данные можно представить в виде:

$$\frac{\Gamma(\rho \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma(\rho)} \cdot \sigma(\rho) + \frac{\Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma(\omega)} \cdot \sigma(\omega) = (4,5 \pm 1,2) \cdot 10^{-5} \text{ мб}$$

$$\frac{\Gamma(\varphi \rightarrow ee)}{\Gamma(\varphi)} \cdot \sigma(\varphi) \leq 1,8 \cdot 10^{-5} \text{ мб}$$

В таком виде они не зависят от других экспериментов и конкретных физических допущений. Чтобы получить относительные вероятности  $e^+e^-$  распадов  $\rho$ ,  $\omega$  и  $\varphi$  - мезонов, предположим, как это принято в настоящее время, что

электромагнитный ток преобразуется по октетному представлению группы  $SU_3$  и для угла  $\omega$ - $\varphi$  смешивания примем значение  $38^\circ$ . При этих предположениях:

$$\Gamma_{ee}(\rho) : \Gamma_{ee}(\omega) : \Gamma_{ee}(\varphi) = 1 : \left(\frac{1}{3} \sin^2 \theta\right) : \left(\frac{1}{3} \cos^2 \theta \frac{m_\varphi}{m_\omega}\right)$$

Используя эти соотношения и известные из литературы данные для сечений генерации векторных мезонов [ ] получим:

$$\frac{\Gamma(\rho \rightarrow ee)}{\Gamma(\rho)} = (3,9 \pm 1,2) \cdot 10^{-5} ; \quad \frac{\Gamma(\omega \rightarrow ee)}{\Gamma(\omega)} = (4,8 \pm 1,5) \cdot 10^{-5} ;$$

$\frac{\Gamma(\varphi \rightarrow ee)}{\Gamma(\varphi)} \leq 200 \cdot 10^{-5}$ . Эти значения соответствуют величине парциальной ширины распада октета векторных мезонов

$$\Gamma(V_8 \rightarrow ee) = (4,5 \pm 1,4) \cdot 10^{-3} \text{ Мэв.}$$

Представляет большой интерес связать эту величину с константой взаимодействия векторного мезона с  $\gamma$ -квантом  $-g_{V\gamma}$ . Простое вычисление дает:

$$g_{V\gamma}^2 = (0,34 \pm 0,11) \cdot \alpha$$

где  $\alpha$  - постоянная тонкой структуры.

Полученный результат согласуется с косвенными оценками этой же константы. Через константу  $g_{V\gamma}$  кроме электромагнитных распадов нестабильных частиц, выражаются также электромагнитные формфакторы мезонов и барионов. Кроме того она характеризует предельные значения импульсов, при которых сильные взаимодействия начинают играть существенную роль в электродинамике. Сводка экспериментальных данных приводится в табл. I. Для сравнения в этой же таблице приведены значения вероятностей лептонных распадов, предсказываемые теорией. Как видно из таблицы,

имеющиеся экспериментальные данные, полученные разными методами, не противоречат друг другу и в пределах ошибок согласуются с теоретическими данными. К сожалению, уровень экспериментальной техники в настоящее время не позволяет надежно разделить прямым способом распады  $\rho$  и  $\omega$  - мезонов и, следовательно, пока невозможно сделать какие-либо выводы относительно существования квантового числа "charm",  $A$  - четности и величины угла  $\omega$ - $\varphi$  смешивания. К этому нужно добавить, что в настоящее время имеется только одно событие, идентифицированное как распад  $\varphi \rightarrow ee$  [5]. Планируемые в ряде лабораторий эксперименты позволяют надеяться, что в ближайшем будущем эти проблемы будут решены.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. R.Weinstein et.al.Phys.Rev.Lett. 16 (1966) 35
2. R.Wilson et.al.Phys.Rev.Lett. 17 (1966) 1116
3. L.Madansky et.al. Phys.Rev.Lett. 14 (1965) 721
4. D.M.Binnie et.al.Phys.Lett. 18 (1965) 348
5. M.A.Azimov et.al.Preprint JINR E1-3148 (1967)
6. M.A.Azimov et.al.Preprint JINR E13-2971 (1966)

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ЗНАЧЕНИЕ	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ЗНАЧЕНИЕ	
$\frac{\Gamma_{\rho \rightarrow \bar{e}e}}{\Gamma_{\rho}} \approx (5.7 \pm 0.3) \times 10^{-5}$	$\frac{\Gamma_{\rho \rightarrow \bar{e}e}}{\Gamma_{\rho}} = (6.5 \pm 1.1) \times 10^{-5}$ $\frac{\Gamma_{\rho \rightarrow \bar{\mu}\mu}}{\Gamma_{\rho}} \leq 140 \times 10^{-5}$ $\frac{\Gamma_{\rho \rightarrow \bar{K}K}}{\Gamma_{\rho}} = (4.0 \pm 1.6) \times 10^{-5}$ $\frac{\Gamma_{\rho \rightarrow \bar{K}K}}{\Gamma_{\rho}} = (4.3 \pm 1.4) \times 10^{-5}$ $\frac{\Gamma_{\rho \rightarrow \bar{e}e}}{\Gamma_{\rho}} = (3.9 \pm 1.2) \times 10^{-5}$	<p>(Madanski et al.)</p> <p>(Madanski et al.)</p> <p>(Weinstein et al.)</p> <p>(R. Wilson et al.)</p> <p>(Хачатурян и др.) Dubna</p>
$\frac{\Gamma_{\omega \rightarrow \bar{e}e}}{\Gamma_{\omega}} \approx (7.4 \pm 0.1) \times 10^{-5}$	$\frac{\Gamma_{\omega \rightarrow \bar{\mu}\mu}}{\Gamma_{\omega}} \leq 900 \times 10^{-5}$ $\frac{\Gamma_{\omega \rightarrow \bar{e}e}}{\Gamma_{\omega}} = (10 \pm 17) \times 10^{-5}$ $\frac{\Gamma_{\omega \rightarrow \bar{e}e}}{\Gamma_{\omega}} = (60 \pm 5) \times 10^{-5}$ $\frac{\Gamma_{\omega \rightarrow \bar{e}e}}{\Gamma_{\omega}} = (4.8 \pm 1.5) \times 10^{-5}$	<p>(Madanski et al.)</p> <p>(Madanski et al.)</p> <p>(Newth et al.)</p> <p>(Хачатурян и др.) Dubna</p>
$\frac{\Gamma_{\gamma \rightarrow \bar{e}e}}{\Gamma_{\gamma}} \approx (55 \pm 10) \times 10^{-5}$	$\frac{\Gamma_{\gamma \rightarrow \bar{e}e}}{\Gamma_{\gamma}} \leq 200 \times 10^{-5}$	<p>(Хачатурян и другие) Dubna</p>

Дискуссия

G. Barbiellini: It is not clear in what way the  $\rho$  and  $\omega$  meson decays have been separated.

М. Н. Хачатурян: Проблема разделения  $\rho$  от  $\omega$  в эксперименте пока ещё не была решена. Разделение производилось, как в настоящее время принято, на основе теоретических предположений, как это описано в докладе.

Вопрос: Если  $\gamma$ -спектрометры имели такое хорошее разрешение, то откуда взялся такой большой фон?

М. Н. Хачатурян: Были рассмотрены различные возможные источники фона. Расчёты показали, что имитацией ( $e^+e^-$ ) - событий парами ( $\pi^+\pi^-$ ), а также возможным вкладом нерезонансного образования ( $e^+e^-$ ) - пар в районе эффективных масс более 0,5 Гэв можно полностью пренебречь. Основным источником фона является конвер-

$\gamma$  - квантов в веществе и стенках жидководородной мишени и в стенках искровых камер. Расчёты с использованием экспериментального спектра масс  $\gamma\gamma$  - событий, полученного в таких измерениях, показали, что в районе масс  $\rho$  и  $\omega$  конверсионный фон не превышает 10%, а в районе  $\varphi$  он полностью отсутствует.

Вопрос: Каким было разрешение по массам  $e^+e^-$  пар?

М. Н. Хачатурян: Приблизительно 11%, как это видно из приведённых рисунков.

А. М. Баллин: Видимо имеется недорозумение с пониманием величины фона. Цифра около 20 тысяч не является фоном; это полное число запусков аппаратуры, регистрировавшей одновременно и ( $\gamma\gamma$ ) - события. Полное число фотографий, содержащих ( $e^+e^-$ ) - события во всём диапазоне эффективных масс, составляет лишь 46. Анализ этих случаев описан в докладе.



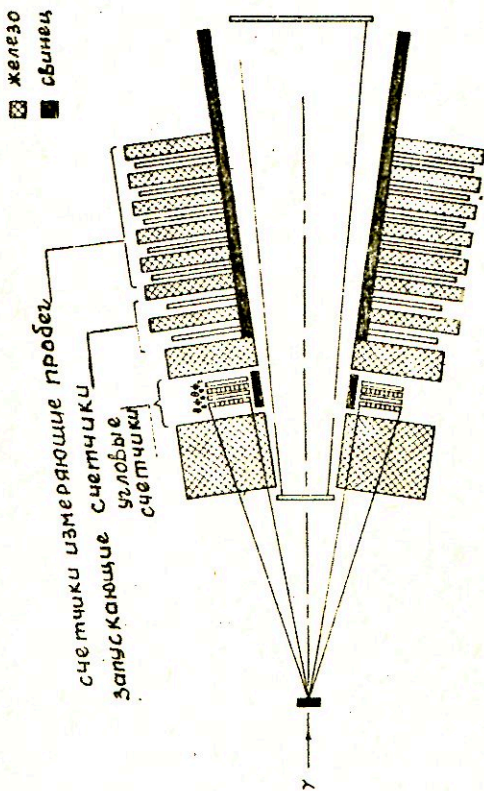


Рис. I. Расположение экспериментальной аппаратуры.

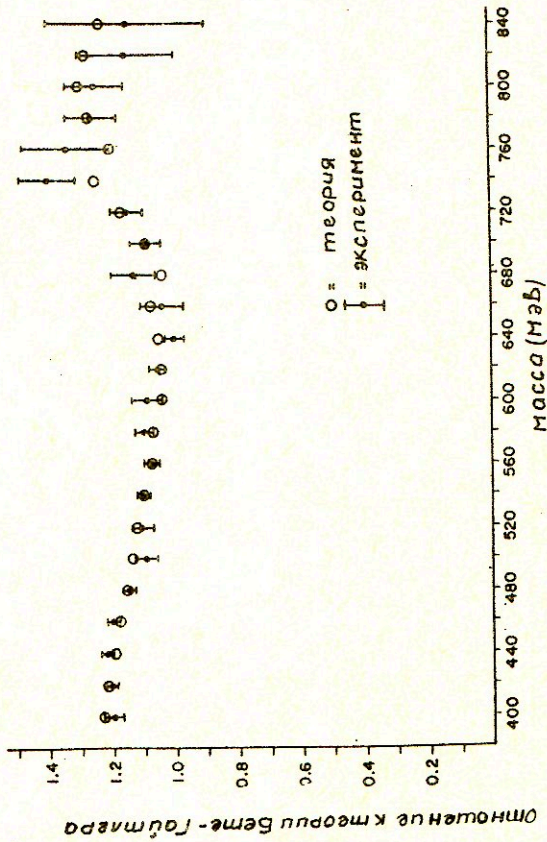


Рис.2. Спектр эффективных масс  $M$  - пар. Как экспериментальные, так и теоретические данные нормированы на Бете-Гайтлеровское сечение.



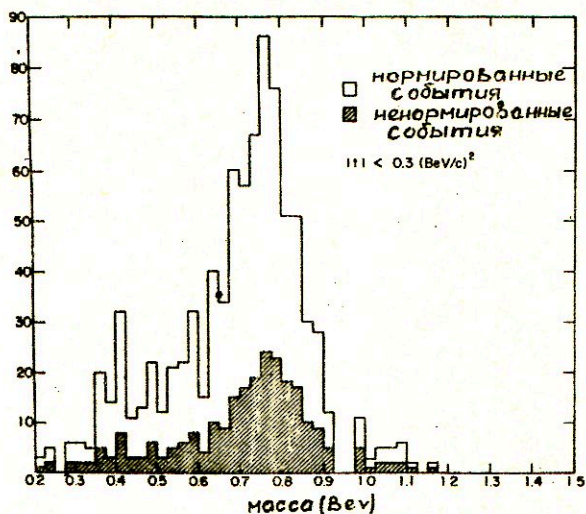


Рис.4. Спектр эффективных масс  $\mu - \text{пар}$ .

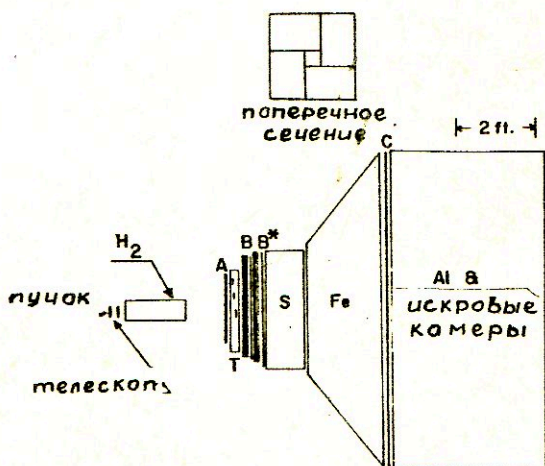


Рис.5. Экспериментальная аппаратура.

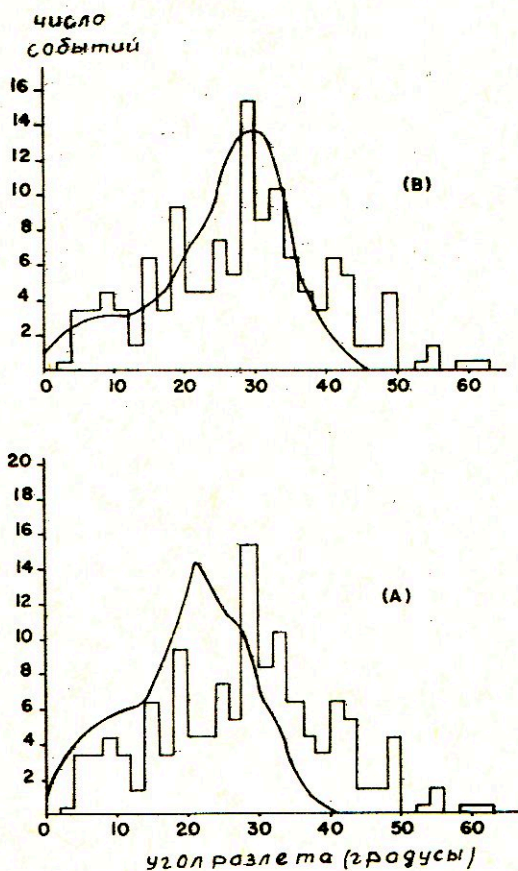


Рис.6. Гистограмма углов разлета  $e^+e^-$  - пар. Непрерывная кривая рассчитывалась методом Монте-Карло для А) фоновых процессов; В) фоновых процессов и распадов  $\rho \rightarrow e^+e^-$

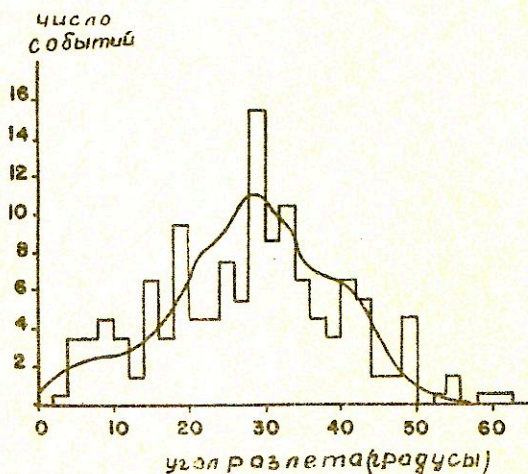


Рис.7. Гистограмма углов разлета  $e^+e^-$  - пар. Непрерывная кривая рассчитывалась методом Монте-Карло для фоновых процессов и для распадов  $\rho \rightarrow e^+e^-$ ,  $\varphi \rightarrow e^+e^-$

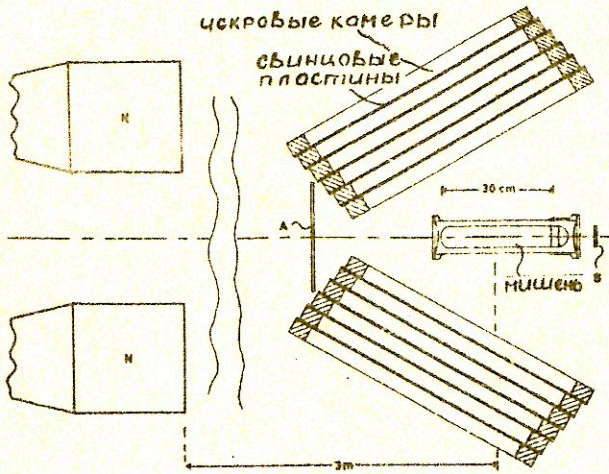
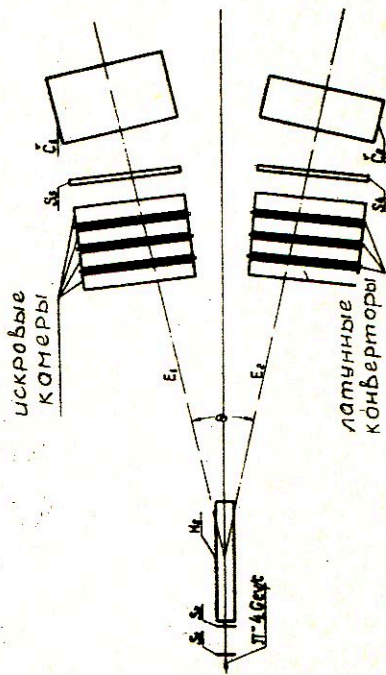


Рис.8. Схема эксперимента. *S*, *A* - сцинтилляционные счётчики. *N* - детекторы нейтронов.

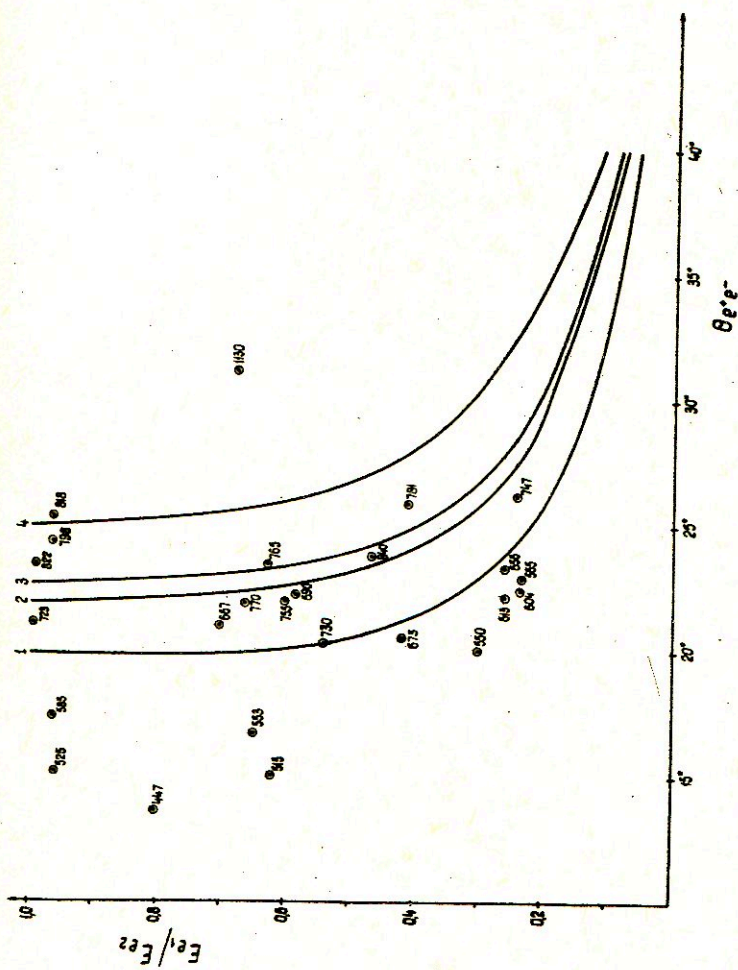
2004



$\gamma$ -черенковские  $\gamma$ -спектрометры  
 $S$ -сцинтилляционные счётчики

Рис.9. Схематический чертёж эксперимента.  
 $S_1$  - сцинтилляционные счётчики,  $S_2$  - черенковские  $\gamma$  - спектрометры.





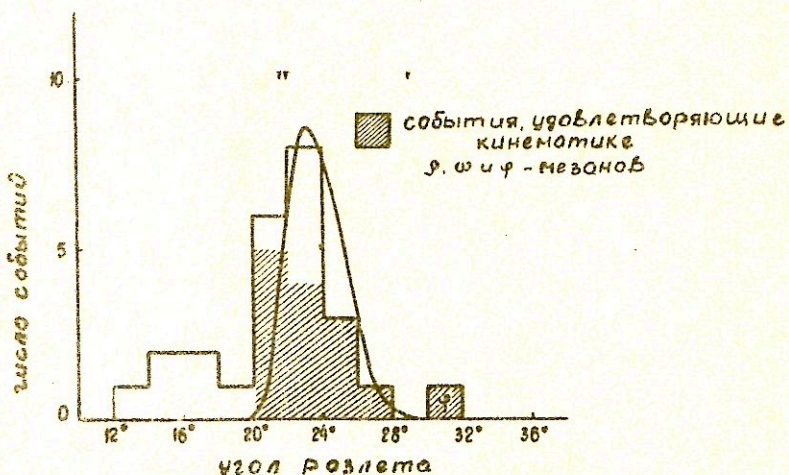


Рис. II. Распределение углов разлета для  $e^+e^-$ -событий. Непрерывная кривая представляет собой теоретическую кривую, рассчитанную методом Монте-Карло для  $\omega$ -мезонов. Идентифицированные события ( $\rho, \omega, \phi$ ) на графике заштрихованы.

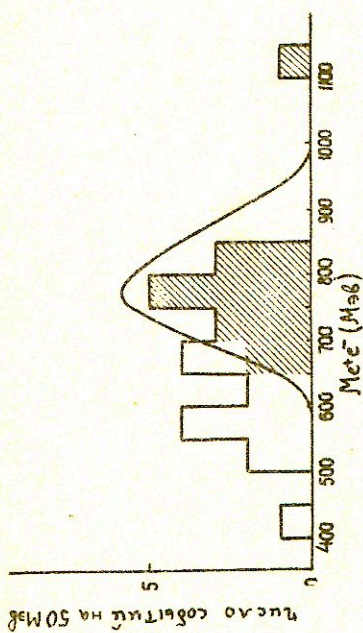


Рис. 12. Распределение по эффективным массам для  $e^+e^-$  - событий. Непрерывная кривая рассчитана здесь методом Монте-Карло для  $\omega$  - мезонов. Идентифицированные события - заштрихованы.

СИММЕТРИИ И АЛГЕБРЫ ТОКОВ ДЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ.

СОЛОВЬЕВ Л.Д.

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ, СЕРПУХОВ.

І. ВВЕДЕНИЕ.

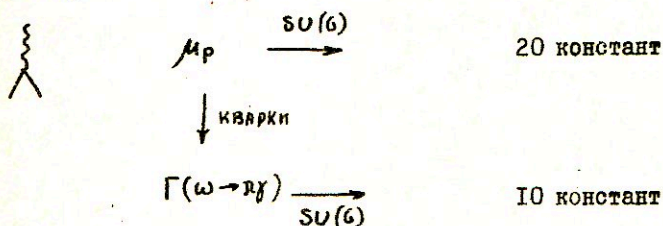
Симметрии  $SU(6)$ , предложенной два с половиной года назад Гурши, Радикати и Сакита / 1 /, мы обязаны целым рядом удачных соотношений и существенных предсказаний, в особенности для электромагнитных взаимодействий / 2 /. Осмысливание этих результатов идет по двум путям. Первый путь - кварковая модель, - являющийся простой и естественной интерпретацией симметрии, основан на радикальном предположении, что частицы являются составными. Вторым путем - алгебры токов, - предложенный Гелл-Манном / 3 /, представляет собой попытку интерпретировать симметрию с помощью привычных понятий локальной релятивистской теории. Исходным постулатом при этом является задание одновременных коммутаторов некоторых локальных операторов. На этом пути можно использовать такое достижение локальной теории, как дисперсионные соотношения, что было сделано Фубини, Фурланом и Розетти / 4 /.

В то же время в этом методе используется понятие локальных операторов в фиксированный момент времени, которое является неопределенным в локальной теории.

Летом 1965 г. Н.Н.Боголюбов предложил использовать обычные дисперсионные соотношения для того чтобы получить ряд результатов этого подхода, не постулируя каких-либо коммутаторов. С этой целью были использованы известные еще с 1959 года / 5 / так называемые сверхсходящиеся правила сумм / 6 /. К такого же рода правилам сумм пришли итальянские физики, исходя из алгебры токов / 7 /. В последнее время эти правила сумм привлекают к себе заметное внимание. Вообще же алгебрам токов в приложении к электромагнитным взаимодействиям только в 1966 г. было посвящено сто работ, что несколько не облегчает мою задачу.

### СИММЕТРИЯ $SU(6)$

Рассмотрим кратко основные предсказания симметрии  $SU(6)$  для электромагнитных взаимодействий. Наибольшим успехом этой симметрии явилось описание статического предела трехчастичной вершины,



где волнистая линия означает фотон, а сплошная - частицу или

резонанс. Симметрия  $SU(6)$  позволяет выразить через магнитный момент протона магнитные моменты и константы магнитно-дипольных распадов остальных семи барионов и десяти ближайших барионных резонансов, т.е. 20 изотопически-независимых величин / 2 /. Аналогично, через ширину распада  $\omega \rightarrow \eta\gamma$  выражаются 10 магнитных констант девяти векторных мезонов / 2,8 -10 /. Замечу, что кварковая модель идет еще дальше и успешно связывает между собой ширину распада  $\omega \rightarrow \eta\gamma$  и магнитный момент протона / II - 13,9 /.

Однако большая разность масс частиц, участвующих в распадах, особенно в распадах мезонов, заставляет ввести дополнительный постулат, указывающий, к каким константам относятся предсказания симметрии. Обычно в качестве таких констант берут константы, стоящие при простейших релятивистски-инвариантных эффективных лагранжианах.

Число измеренных магнитных констант значительно меньше, чем число предсказанных симметрий. Экспериментальные данные обсуждаются в докладах И.В.Чувило и М.Н.Хачатуряна. Сравнение с экспериментом в настоящее время выглядит следующим образом: ( см.также /26/ )

	$-\frac{\mu(p)}{\mu(n)}$	$\frac{\mu(\Sigma^+)}{e/2m(p)}$	$-\frac{\mu(\Lambda)}{e/2m(p)}$	$\frac{\mu(N^* \rightarrow N\gamma)}{2\sqrt{2} \mu(p)/3}$
теория	1,50	2,79	0,96	I



$< 0,7$       Рождение  $\rho$  пионом путем обмена фотоном с ядром Париж / 22 /

$\Gamma(\Psi \rightarrow \eta\gamma) / \Gamma(\Psi_{\text{полн}})$  , %

$8 \pm 2$        $9 \pm 11$       Сакле / 22 а /  
 $0 \pm 8$       Беркли / 22 в /

Мы видим, что согласие с имеющимися скудными экспериментальными данными удовлетворительное. Очень важно продолжать измерения магнитных моментов и ширин радиационных распадов, а также распадов векторных мезонов на лептонные пары ( см. доклад М.Н.Хачатуряна ) и псевдоскалярных - на два фотона.

Релятивистским обобщением группы  $SU(6)$  является коллинеарная группа  $SU(6)_W$  / 23 /, которая для электромагнитной вершины просто переносит соотношения статической  $SU(6)$  на соответствующие форм-факторы. При этом, в частности,

$$G_M^{(p)}(q^2) / G_M^{(n)}(q^2) = -3/2, \quad G_E^{(n)}(q^2) = 0$$

$$G_{M1}^{(N^* \rightarrow N\gamma)}(q^2) = \frac{2\sqrt{2}}{3} G_M^{(p)}(q^2), \quad (N^* \rightarrow N\gamma \text{ E2, L2}) = 0$$

$$G_E(q^2) = G_M(q^2) = 0 \quad | \quad q^2 = 4m^2$$

( см., например, / 24 / ). Эти соотношения выполняются в эксперименте / 25 /. Симметрия  $SU(6)$  применялась также к элект-



ромагнитным разностям масс ( см. доклад И.В.Чувило ) и четырех-  
частичным вершинам / 25 /. Что касается четырехчастичных вер-  
шин, то для них легко придумать также модели, в которых на-  
рушение симметрии может быть велико - даже если в трехчастичных  
вершинах симметрия нарушается мало, - просто за счет разности  
масс виртуальных частиц в пропагаторах. Поэтому здесь нужно  
знать либо механизм процесса, либо уметь учитывать нарушение  
симметрии. Результаты алгебры токов в основном относятся к  
трехчастичным вершинам.

### АЛГЕБРЫ ТОКОВ.

Симметрия  $SU(6)$  является приближенной динамической  
системой: она может быть применима лишь к статическим и  
коллинеарным процессам ( в отличие от  $SU(3)$  ). Угадать ре-  
лятивистские уравнения, которые допускали бы решения с такой  
симметрией, очень трудно. Кроме того, даже в тех случаях, к  
которым применима унитарная симметрия, она нарушена, что сле-  
дует из больших разностей масс частиц в мультиплетах / это  
относится и к  $SU(3)$  симметрии /. Метод алгебр токов /3/  
представляет собой попытку построить релятивистскую теорию  
нарушенной симметрии, которая позволила бы получить соотно-  
шения типа симметрии  $SU(6)$  без явного использования  
этой симметрии. Вопрос о происхождении симметрии при этом  
отодвигается на второй план.

Основным понятием этого метода является локальный ток

$j(x)$ , причем в первую очередь рассматриваются векторные и аксиальный токи  $j_\mu(x)$ ,  $\bar{j}_\mu(x)$ , которые описывают взаимодействия адронов с фотонами и лептонами. Эти токи являются локальными, поскольку таковыми являются фотоны и лептоны, вне зависимости от того, являются адроны локальными или составными. Локальность токов позволяет использовать в этом подходе дисперсионные соотношения / 4 /. В то же время при этом используется понятие локального оператора в фиксированный момент времени, которое в локальной теории является неопределенным. Эта неопределенность проявляется, с одной стороны, в возможном присутствии неопределенных (швингеровских) членов в коммутаторах, а с другой стороны, в том, что используемые амплитуды, выражающиеся через T - произведения токов, вообще говоря, отличаются от физических амплитуд. Преодоление этих трудностей с той же степенью строгости, с которой мы имеем, например, дисперсионные соотношения, было бы очень важно. Основой для этого могла бы послужить, например, аксиоматическая формулировка локальной теории Боголюбова и сотрудников / 26 /, которая как раз является теорией локального тока. Анализу указанных выше трудностей посвящены работы Швингера / 27 /, Джонсона / 28 /, Окубо / 29 / и других авторов / 30-36 /.

Основная идея метода алгебры токов состоит в следующем. Рассмотрим сначала теорию с точной симметрией  $SU(3)$ . В этой теории векторный ток является сохраняющимся октетом

$$\partial_\mu j_\mu^{(a)}(x) = 0 \quad (I)$$

Это значит, что соответствующие заряды

$$Q^{(\alpha)} = \int j_0^{(\alpha)}(x) d\vec{x} \quad (2)$$

не зависят от времени, и, следовательно, коммутируют с гамильтонианом. С другой стороны, в теории с точной симметрией  $SU(3)$ , должны существовать восемь коммутирующих с гамильтонианом генераторов группы. Один из них - оператор электрического заряда - содержится среди  $Q^{(\alpha)}$ . Следовательно, все  $Q^{(\alpha)}$  и есть генераторы группы, удовлетворяющие коммутационным соотношениям алгебры  $SU(3)$ .

$$[Q^{(\alpha)}, Q^{(\beta)}] = i f_{\alpha\beta\gamma} Q^{(\gamma)} \quad (3)$$

Если теперь симметрия нарушена, то  $Q^{(\alpha)}$  не могут коммутировать с гамильтонианом, и следовательно зависят от времени. Основное предположение метода алгебр токов состоит в том, что при этом коммутаторы  $Q^{(\alpha)}(t)$  друг с другом в один и тот же момент времени остаются неизменными

$$[Q^{(\alpha)}(t), Q^{(\beta)}(t)] = i f_{\alpha\beta\gamma} Q^{(\gamma)}(t) \quad (4)$$

Это предположение обобщается на заряды аксиального тока  $\bar{Q}^{(\alpha)}$  (определяемые формулой (2) с  $\bar{j}$  вместо  $j$ )

$$[Q^{(\alpha)}(t), \bar{Q}^{(\beta)}(t)] = i f_{\alpha\beta\gamma} \bar{Q}^{(\gamma)}(t) \quad (5)$$

$$[\bar{Q}^{(\alpha)}(t), \bar{Q}^{(\beta)}(t)] = i f_{\alpha\beta\gamma} \bar{Q}^{(\gamma)}(t) \quad (6)$$

Это соотношения алгебры  $SU(3) \times SU(3)$ .

Совпадение правых частей в равенствах (4) и (6) выражает идею о том, что векторный и аксиальный токи подобны друг другу и в некотором смысле "равны по величине".

Дальнейшее обобщение этих предположений, более опасное с точки зрения локальной теории, состоит в постулировании коммутаторов между зарядами и токами, например

$$[Q^{(\alpha)}(t), j_{\mu}^{(\beta)}(x)] = i f_{\alpha\beta\gamma} j_{\mu}^{(\gamma)}(x); \quad x_0 = t \quad (7)$$

и, наконец, между самими токами, например для пространственных компонент ( $i, j = 1, 2, 3$ )

$$[j_i^{(\alpha)}(x), j_j^{(\beta)}(y)]_{x_0=y_0} = i f_{\alpha\beta\gamma} \delta_{ij} \delta(\vec{x}-\vec{y}) J_0^{(\gamma)}(x) + S^{(\alpha\beta)} \quad (8)$$

В этом выражении  $S^{(\alpha\beta)}$  швингеровские члены, содержащие производные  $\delta$  - функции и симметричные по  $\alpha, \beta$ , а  $J_0^{(\gamma)}$  - некоторый неизвестный оператор, отличающийся от  $j_0^{(\gamma)}$  операторными членами. Как показали Бугелла, Венециано, Гатто и Окубо / 30 /, равенство  $J_0^{(\gamma)}(x) = j_0^{(\gamma)}(x)$  противоречит локальности, если постулировать тождество Якоби для токов в фиксированный момент времени.

Существует целый ряд способов извлечения информации из постулированных коммутаторов / 4, 37-40/. Рассмотрим сначала коммутатор (8). С его помощью легко найти коммутаторы для одной из компонент оператора магнитного момента

$$m_i^{(\alpha)} = \frac{1}{2} \varepsilon_{ijk} \int x_j j_k^{(\alpha)}(x) d\vec{x} \quad (9)$$

$$[m_i^{(\alpha)}, m_i^{(\beta)}] = f_{\alpha\beta\gamma} M_i^{(\gamma)} \quad (10)$$

где  $M_i^{(\gamma)}$  - некоторый оператор. Следуя Ли-Дашену - Гелл-Манну /37/, рассмотрим матричные элементы равенства (10) между состояниями октета и декуплета барионов и нонетов псевдоскалярных и векторных мезонов с нулевыми импульса-

ми, разложим произведение операторов по полной системе состояний и ограничимся в этой системе теми же самыми состояниями ( т.е. октетом и декуплетом или нонетом ). Тогда мы получим систему уравнений для магнитных констант барионов и мезонов, условие совместности которой дает результаты статический  $SU(6)$  симметрии для электромагнитной вершины / 37, 41-43 /. Новых результатов при этом не получается ( оператор  $M$  неизвестен ), что разрешает противоречие между соотношениями Ли-Дашена - Гелл-Манна /37/ и Каббиво - Радикати /44/ в пользу последнего. Противоречие возникает, если в (8) положить

$$j_0^{(p)} = j_0^{(p)} \quad \text{ж)}$$

Таким образом, мы получили результаты симметрии  $SU(6)$ , не предполагая её существование. При этом ясно, что найденный результат существенным образом зависит от того, какие состояния мы учли в сумме по промежуточным состояниям в коммутаторе. Предположение об этих состояниях, т.е. о насыщении коммутаторов, является вторым основным постулатом этого метода получения результатов  $SU(6)$  симметрии.


Можно привести немало примеров, показывающих насколько существенным является этот постулат. Так, если комму-

---

ж) Коммутаторы высших моментов тока и их приложение к фоторождению высших резонансов с использованием этого равенства рассматриваются в работах /67/.

таторы между зарядами и токами (7) и аналогичные комму-  
таторы для аксиальных величин насыщать октетом и декуп-  
летом барионов, то получается нулевое решение для аномаль-  
ных магнитных моментов барионов и констант распадов ре-  
зонансов / 45, 46 /, что, разумеется, неудовлетворитель-  
но.

С другой стороны, одно предположение о насыщении,  
без использования каких-либо алгебр, может дать соотно-  
шения типа  $SU$  (6) симметрии /6/. Для этого рассмотрим  
амплитуду виртуального фоторождения пионов на нуклонах:

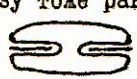


$$= T_{\mu} = \langle q p' | j_{\mu}(0) | p \rangle = \bar{u}(p') \gamma^{\mu} (K_{\mu} \gamma_{\nu} - \gamma_{\nu} k^{\nu}) u(p) f(\nu, t, k^2) + \dots \quad (11)$$

где  $j_{\mu}(x)$  - электромагнитный ток,  $k = p' + q - p$  - импульс вир-  
туального фотона и точками обозначены не интересующие  
нас члены. Выписанный член характерен тем, что он ( и  
только он ) содержит два энергетических множителя -  $K_{\mu}$  и  
 $\gamma_{\nu} k^{\nu}$  - перед инвариантной амплитудой  $f$ . Поэтому,  
если при больших энергиях  $\nu$  вся амплитуда  $T_{\mu}$  воз-  
растает медленнее, чем  $\nu$ , то  $f$  убывает быстрее  $\nu$ :

$$\nu \rightarrow \infty \quad |T_{\mu}| < \text{Const.} \nu \rightarrow |f| < \frac{\text{Const.}}{\nu} \quad (12)$$

используя теперь аналитические свойства  $f$  и применяя к  
ней теорему Коши, видим, что интеграл по большому кру-  
гу стремится к нулю, и, следовательно, интеграл по раз-  
резу тоже равен нулю:



$$\int_{-\infty}^{+\infty} \text{Im} f(\nu, t, k^2) d\nu = 0 \quad (13)$$

Ограничимся теперь в этом так называемом сверхсходящемся

правиле сумм лишь нуклонным и ближайшим резонансным вкладами. При этом мы пренебрегаем тем, что резонанс имеет конечную ширину (заметим, что такое приближение всегда делается в симметрии  $SU(6)$ ). При вычислении резонансного вклада оно может дать ошибку до 30%.

С этой оговоркой мы получаем следующие результаты (при  $K^2 = 0$ )

$$\mu'_s = 0 \quad (I4)$$

$$g_{N\pi N} \mu'_v = \frac{g_{N^* N \pi}}{g_{N^* N \pi}} \mu (N^* \rightarrow N \pi) m \left[ \left(1 + \frac{m}{M}\right)^2 - \frac{m_\pi^2}{M^2} - \frac{3t}{mM} \right] \quad (I5)$$

Здесь  $\mu'_{v,s}$  - изовекторный и изоскалярный магнитные моменты нуклона,  $m$  и  $M$  - массы нуклона и резонанса; подчёркнутые константы известны из  $N\pi$  рассеяния. Первое из этих соотношений согласуется с экспериментом. Второе зависит от  $t$ , что указывает на его приближенный характер. Однако для тех  $t$ , которые соответствуют энергии в области ближайшего резонанса и для которых только справедливо резонансное приближение в дисперсионных интегралах, зависимость от  $t$  меняет правую часть этого равенства меньше, чем на 10%, и служит некоторым указанием на точность сделанного приближения. При пороговом значении  $t = -m_\pi^2 \left(1 + \frac{m_\pi}{M}\right)^{-2}$ , при котором отсутствует ненаблюдаемая область в дисперсионных соотношениях мы получаем

$$\mu(N^* \rightarrow N \pi) / \frac{2\sqrt{2}}{3} \mu_p = 1,28 \quad (I6)$$

что хорошо согласуется с  $SU(6)$  и экспериментом. Если соотношения (I4) и (I6) дополнить соотношениями  $SU(3)$  симметрии для октета и декуплета, то мы получаем почти

все соотношения типа  $SU(6)$  для 56-плета барионов ( кроме соотношений для магнитных моментов резонансов ).

Сравним этот результат с тем, что дает алгебра токов. Этот метод позволяет с помощью гипотезы PCAC получать соотношения вида

$$g(v = t = m_{\rho}^2 = 0) = C \quad (17)$$

где  $g$  - некоторая амплитуда, а  $C$  - константа, известная из коммутатора. Прямая проверка подобных соотношений затруднительна, так как требует экстраполяции в нефизическую область. Однако, если еще предположить, что для  $g$  справедливо дисперсионное соотношение без вычитаний, то равенство (17) позволяет написать правило сумм

$$C = \frac{1}{\rho} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\text{Im} g(v, t = m_{\rho}^2 = 0) dv}{v} \quad (18)$$

Мы видим, что если  $C=0$  ( нулевой коммутатор ), то это соотношение напоминает свёрхсходящееся правило сумм. Как раз нулевой коммутатор и использовали Фубини, Фурлан и Розетти /4/ для фоторождения. Можно показать, что в этом случае амплитуда  $f$ , входящая в свёрхсходящееся правила сумм, и амплитуда  $g/v$  при  $t = m_{\rho}^2 = 0$  отличаются лишь тем, что в первую дают вклад продольные амплитуды виртуального фоторождения, а во вторую нет. Поэтому в принципе между ними возможно различие. Однако из эксперимента или из дисперсионной теории следует, что продольные амплитуды малы, соотношения (13) и (18) практически совпадают и мы получаем результат алгебры токов непосредственно из (15), полагая  $t = m_{\rho}^2 = 0$



Приближенный учет следующего резонанса /47/ показывает, что его вклад такого же порядка ( 5% ), как и возможная ошибка при учете первого резонанса, возникающая из-за неточного знания квадрупольной амплитуды.

Правила сумм для фоторождения странных частиц были рассмотрены Матуром и Пандитом /47а/ с точки зрения алгебр и Писаренко - с точки зрения свёрхсходимости / 47б /.

Рассмотрим еще пример Комптоновского рассеяния. Несколько лет назад Липидусом и Чжоу Гуан Чжао /48/ и Герасимовым /49/ с помощью низкоэнергетической теоремы было получено правило сумм.

$$\mu_p^2 \mp \mu_n^2 = \frac{m^2}{2k^2\alpha} \int \frac{d\nu}{\nu} [\sigma_p^{(\rho)} - \sigma_n^{(\rho)} \mp \sigma_p^{(\lambda)} \pm \sigma_n^{(\lambda)}] \quad (19)$$

где  $\sigma$  есть полное сечение рассеяния фотона на нуклоне. Верхний индекс соответствует протону или нейтрону, нижний индекс означает спиральность фотона параллельна или антипараллельна спину нуклона. Как недавно показано Дреллом и Хёрном /50/ сумма этих соотношений не противоречит имеющимся экспериментальным данным.

Азнаурян /51/ рассмотрела насыщение этих соотношений ближайшим резонансом. Вспомним, что правила сумм для фоторождения приводили к соотношениям, в которые кроме магнитных констант входили пион-нуклонные константы. Данное же правило сумм связывает только магнитные константы

$$\mu_p^2 - \mu_n^2 = 0 \quad (20)$$

$$\mu_p^2 + \mu_n^2 = \frac{(1+z^2)(1+z)}{8z} \mu^2 (N^0 \rightarrow N\gamma) \quad (21)$$

где  $z = m/M_1$ . Последнее правило дает

$$\mu (N^0 \rightarrow N\gamma) / \frac{2\sqrt{2}}{3} \mu_p = 1,11 \quad (22)$$

в соответствии с фоторождением.

Таким же образом был рассмотрен комптон-эффект на каждом из барионов. Оказалось, что ограничение ближайшим резонансом приводит к согласующимся с симметрией результатам, кроме канала, в который дает вклад резонанс

$\Lambda$  (I405). Этот резонанс не принадлежит декуплету. Если бы мы учли только декуплет, то получили бы нулевой магнитный момент  $\Lambda$ -гиперона. Однако, даже учет  $\Lambda$  (I405) приводит к противоречию. Ясно одно - проблема насыщения представляется весьма сложной. Если можно указать критерий для выбора сверхсходящихся амплитуд (Де Альфаро, Фубини, Фурлан и Розетти /7/ предложили использовать для этого гипотезу полюсов Редже), то динамический критерий того, в каких из них можно ограничиваться ближайшими резонансами, - указать значительно труднее.

В изучении вопроса о насыщении амплитуд главная роль принадлежит экспериментаторам. Если в настоящее время мы можем оценить вклады известных высших резонансов, то совершенно открыт вопрос о роли нерезонансного фона. Изучение этого фона, который с точки зрения высших симметрий является эффектом их нарушения, есть вопрос фазового анализа, или - при больших энергиях, - определения па-

раметров типа параметров Редже. С этой точки зрения для понимания высших симметрий нужно прежде всего изучить их нарушения.

Однако, метод алгебры токов позволяет сформулировать проблему высших симметрий несколько иначе. В самом деле, до сих пор я ничего не говорил о связи алгебр с  $SU(6)$  кварками. Действительно, те коммутаторы, соответствующие векторному и аксиальному токам, которые обсуждались выше, являются обобщением  $SU(3)$  симметрии. С помощью модели кварков можно ввести также тензорные токи и найти их коммутаторы. Фубини, Серге и Валечка /52/ показали, что получающиеся таким образом соотношения близки к алгебре  $SU(6)_w$ . Поэтому, насыщая эти коммутаторы одночастичными состояниями, можно получить результаты  $SU(6)_w$ , не предполагая явно её существование /52-55/. Однако, тензорные токи, как и кварки, по крайней мере пока не наблюдаемы. Поэтому, чтобы интерпретировать эти результаты, приходится делать дополнительные гипотезы. Любопытно, что если постулировать однополюсную модель для всех вершин, в которые могут давать вклад векторные мезоны (это довольно грубое приближение), то удастся не только получить результаты  $SU(6)$  для магнитных моментов, но и связать между собой магнитные моменты мезонов и барионов, подобно тому, как это делается в кварковой модели. Этот результат, полученный Петсакошем, Серге и Валечка /55a/ будет докладываться на Конференции. Я лишь замечу, что критерий насыщения коммута-

торов в таком подходе сводится к требованию, чтобы уравнения, полученные после насыщения, были непротиворечивы.\*)

Таким образом, вопрос о получении высших симметрий из низших методом алгебр токов весьма сложен. С вопросом о высших симметриях нужно подождать по крайней мере до следующего сегодняшнего обзорного доклада, посвященного кваркам. Вернемся в вопросу о нарушении симметрии - симметрии  $SU(3)$ .

Как я уже говорил, основная гипотеза метода алгебр токов состоит в том, что одновременные коммутационные соотношения (6,5,7)

$$[\bar{q}, \bar{j}] \sim j \quad (6a)$$

$$[\bar{q}, j] \sim \bar{j} \quad (5a)$$

$$[q, j] \sim j \quad (7a)$$

сохраняются и при нарушении симметрии. Поэтому они позволяют вычислять поправки к формулам  $SU(3)$  симметрии. Фубини, Фурлан и Розетти /4/ показали, что сумму по высшим промежуточным состояниям в этих коммутаторах можно записать в виде дисперсионного интеграла от мнимой части

---

\*) Однополюсная модель для формфакторов в сочетании с предположением о сверхсходимости рассматривалась Оме/71/

амплитуды некоторого процесса, реального или гипотетического. Если этот интеграл не требует вычитаний (это дополнительное предположение, которое можно проверить в модели полюсов Редже, если отвлечься от швингеровских членов), то из (5а - 7а) мы получаем соотношения  $SU(3)$  с поправками, которые даются дисперсионными интегралами.

Коммутатор (6а) при этом дает известное соотношение Адлера-Вайсберга /56, 57/, связывающее поправку к слабой аксиальной константе с интегралом от пион-нуклонного сечения. К счастью, этот интеграл вычисляется из эксперимента и дает хороший результат. Аналогичное соотношение для электромагнитного взаимодействия вытекает из (5а) и связывает слабый формфактор нуклона  $G(t)$  с интегралом от амплитуды электроорождения /58, 59/  $\delta$  :

$$G(t) = F_1^v(t) + \delta \quad (23)$$

Если пренебречь интегралом, то мы имеем результат  $SU(3)$  симметрии. К сожалению, интеграл  $\delta$  пока можно вычислять лишь в предположении о насыщении. В данном случае мы верим, что это предположение оправдано. Учитывая в  $\delta$  лишь вклад (33) резонанса, Фурлан, Джендо и Ремидди /58/ получили

$$G(t) = F_1^v(t) - \frac{t}{4m^2} F_2^v(t) \quad (24)$$

где  $F_1^v$  и  $F_2^v$  - дираковский и пауливский изовекторные формфакторы нуклона. Мы видим, что при малых  $t$  поправка мала.

Коммутатор (7а) дает поправки к магнитным моментам.

К сожалению, поправки в этом случае представляют собой интегралы от амплитуд, которые можно интерпретировать лишь как амплитуды фоторождения скалярных частиц, существование которых не установлено. Эти интегралы можно оценить лишь при определенных модельных предположениях, даже если учесть под интегралом только декуплет. С помощью некоторой модели было показано, что поправки к формулам  $SU(3)$  симметрии для магнитных моментов малы, порядка 20 %.

Что же касается коммутаторов между векторными токами типа (7а) при выполнении симметрии (изотопической для токов изоспина или  $SU(3)$  (в общем случае), то вытекающие из них правила сумм (например, соотношение Кабиббо и Радикали<sup>44</sup>) могут быть получены из градиентной инвариантности и различных предположений о поведении на бесконечности (60 а-б, 35 а). Коммутатор для электромагнитного тока вида  $[j_\mu, j_\nu] \sim \epsilon_{\alpha\mu\nu\lambda} \bar{j}^\lambda$  можно получить в кварковой модели. Он позволяет связать слабую константу  $g_A$  с интегралом от полного сечения поглощения поляризованных фотонов, в который основной вклад дают высокие энергии<sup>68</sup>, а также, в довольно грубой модели, связать с временем жизни  $\Lambda^0$ -мезона<sup>69</sup>.

Упомяну о некоторых других приложениях алгебр токов. Вайнберг<sup>61</sup> с помощью алгебр токов сформулировал метод так называемых мягких пионов, который позволяет связывать процессы с разным числом не очень энергичных пионов. Этот метод оказался успешным в области слабых взаимодействий.

Его применение к электромагнитным процессам позволило успешно связать ширины распадов  $\eta \rightarrow 2\pi\gamma$  и  $\eta \rightarrow 2\gamma$ <sup>62,63</sup>, а также  $X^0 \rightarrow 2\pi\gamma$  и  $X^0 \rightarrow 2\gamma$ <sup>63a</sup>. Получены также формулы, связывающие сечения процессов  $e^+e^- \rightarrow \rho^+\rho^-$  и  $\rho\rho \rightarrow \rho\rho$ <sup>64</sup>.

Надо, однако, заметить, что оправданность такого приближения еще не вполне ясна. Так, его применение к процессу  $\omega \rightarrow \rho\rho\gamma$  дает нуль в отличие от эксперимента<sup>65</sup>.

Бюркен<sup>32</sup> рассмотрел возможность применения соотношений алгебры для оценок сечений фотопоглощения при высоких энергиях, а также к вычислению сверхтонкой структуры спектра водорода и нашел, что вклад очень виртуальных фотонов в диаграмме с виртуальным комптон-эффектом не превышает  $4 \cdot 10^{-6}$ , в согласии с тем, о чем говорил вчера проф. Йенли. Рассматривалось приложение коммутаторов к вычислению радиационных поправок к константе  $\beta$ -распада в моделях с обрезанием<sup>32,70</sup>. Наконец делались попытки установить связь между длинами  $\rho N$  рассеяния и магнитным моментом нуклона<sup>66</sup>. Последние результаты пока носят лишь спекулятивный характер. Мы видим, однако, что потенциальные возможности применения метода алгебр токов к электромагнитным взаимодействиям могут быть значительными.

Заканчивая, я могу лишь повторить, что симметрия прекрасна, однако оценить ее мы можем лишь по ее нарушениям. Можно было бы призвать экспериментаторов искать нарушения симметрии, если бы они и так не находили их довольно часто.

Теория нарушенной симметрии должна указать, где эти нарушения нужно искать в первую очередь.

1. F.Gürsey, L.A.Radicati. Phys. Rev.Lett., 13,173,1964.  
B.Sakita. Phys.Rev., 136, B 1756, 1964.
  2. M.A.Beg, B.W.Lee, A.Pais. Phys. Rev.Lett., 13,514,1954.
  3. M.Gell-Mann, Phys. Rev., 125,1067,1962. Physics I,63,1964.
  4. S.Fubini, G.Furlan, C.Rossetti: Nuovo Cim., 40,1171,1965.
  5. A.A.Logunov, L.D.Soloviev, Nucl.Phys. 10, 60, 1959.
  6. Л.Д.Соловьев, Препринт ОИЯИ Е-2343, Дубна, 1965;  
ЯФ 3,188,1966.  
И.Г.Азнаурян, Л.Д.Соловьев, Препринт ОИЯИ Е-2544,  
Дубна, 1966; ЯФ 4, 615, 1966.
- Ссылки на другие работы по дисперсионным правилам сумм со-  
держатся в обзоре.
- В.А.Матвеев, Л.Д.Соловьев, Б.В.Струминский, А.Н.Тавхелидзе  
В.П.Шелест, Препринт ОИЯИ, Дубна, 1967, P2-3118.
7. V. de Alfaro, S.Fubini, G.Furlan, C.Rossetti,  
Phys. Lett., 21, 576, 1966.
  8. S.Badier, C.Bouchiat, Phys.Lett., 15, 98, 1965.
  9. L.D.Soloviev, Phys.Lett., 16, 345, 1965.
  10. М.П.Рекало, Письма ЖЭТФ, I, вып. 3, 31, 1965.
  11. Н.Н.Боголюбов, В.А.Матвеев, Нгуен Ван Хьеу, Д.Стоянов,  
Б.В.Струминский, А.Н.Тавхелидзе, В.П.Шелест. Препринт  
ОИЯИ P-2141, Дубна, 1965.
  12. V.V.Anisovich, A.A.Anselm, Ya. I.Azimov, G.S.Danilov,  
I.T.Diatlov, Phys. Lett., 16, 194, 1965.



13. W.E.Thirring. Phys. Lett., 16, 335, 1965.
14. R.H.Dalitz, D.G.Sutherland, Phys. Rev., 146, 1180 (1966).
15. M. Grilli, et al. in M.Beneventano's report to this Conference.
16. F.Dufor, Nuovo Cim., 35, 860, 1965.
17. В.А. Царев, ЯФ 2, 109, 1965.
18. G.Fidecaro et al., Phys.Lett., 23, 163, 1966.
19. М.И.Адамович и др. Письма ЖЭТФ 2, 490, 1965.  
А.И.Лебедев, С.П.Харламов, Доклад на этой Конференции.
20. U.Brall et al., Nuovo Cim., 41A, 270, 1966.
21. U.Brall et al., The Oxford Int. Conf. on Elementary Particles, 1965. DESY report 65/5, 1965.  
See also E.Lohrman, Ecole Int. de la physique des Particules Elementaries. Herceg Novi (Yougoslavia) 1966.
22. F.R.Huson et al., Phys. Rev.Lett., 20, 91, 1966.
- 22a.S.Badier et al. Phys. Lett., 17, 337, 1965.
- 22b.J.S.Lindsey, G.A.Smith, Phys.Lett., 20, 93, 1966.  
Phys.Rev., 147, 913, 1966.
23. H.J.Lipkin, S.Meshkov, Phys. Lett, 14, 670, 1965.
24. Д.В.Волков, Труды Международной школы физиков в Ялте, 1966.
25. A.Pais, Rev.Mod.Phys., 38, 215, 1966.
26. Н.Н.Боголюбов, Д.В.Ширков, ВВЕДЕНИЕ в теорию квантовых полей. Гостехиздат, 1957.  
Н.Н.Боголюбов, Б.В.Медведев, М.К.Поливанов. Вопросы теории дисперсионных соотношений. Физматгиз, 1958.
27. J. Schwinger. Phys.Rev.Lett., 3, 296, 1959.
28. K. Johnson, Nucl.Phus.25, 431, 1961.
29. S. Okubo, Nuovo Cim., 41A, 586, 1966; 44A, 1015, 1966.

30. F.Buccella, G.Veneziano, R.Gatto, S.Okubo, Phys.Rev.,  
I49, I268, 1966.
31. S.J.Chang et al., Nuovo Cim., 46A, 364, 1966.
32. J.D.Bjorken, Phys.Rev., I48, I467, 1966.
33. В.Я.Файнберг , ЭТФ 47, 2285, 1965.
34. M.Gourdin, Phys.Lett., 22, 340, 1966.
35. C.Bouchiat, Ph.Meyer, Nuovo Cim., 44A, 843, 1966.  
Nuovo Cim., 45A, I08, 1966.
- 35a. J.S.Bell, CERN preprint TH. 725, 1966.
36. J.P.Loubaton, G.Mennessier, Nuovo Cim., 46A.,328, 1966.
37. B.Lee, Phys.Rev.Lett., I4, 676, 1965.  
R.Dachen, M.Gell-Mann, Phys.Lett., I7, I42,I45, 1965.
38. S.Adler, Phys.Rev., I43, II44; I5I, I342, 1966.
39. S.Fubini, Nuovo Cim., 43A, 475, 1966.
40. C.G.Bollini, J.J.Giambiagi, Nuovo Cim., 45A, I042,1966.  
D.Amati, R.Jendo, E.Remiddi, Phys.Lett., 22, 674, 1966.
41. H.J.Schnitzer, Phys.Rev., I4I, 1966.
42. Fayyazuddin, Riazuddin, M.S.K.Rasmi, Phys.Rev.,  
I4I, I509, 1966.
43. M.Gourdin, Orsay preprint TH/I27, 1966.
44. N.Cabbibo, L.A.Radicati, Phys.Lett., I9, 697, 1966.
45. R.Oehme, Nuovo Cim., 45A, 666, 1966.
46. M.A.Alam, Nuovo Cim., 46A, 752, 1966.
47. S.Fubini, G.Furlan, C.Rossetti, Nuovo Cim.,43A,I6I,1966
- 47a. V.S.Mathur, L.K.Pandit, Phys. Lett., 20, 308, 1966.  
Phys. Rev. I47, 965, 1966.
- 47b. V.G.Pisarenko, Dubna preprint E-2-293I, Dubna, 1966.
48. Л.И.Липидус, Чжоу Гуан-Чжао, ЭТФ 39, I286, 1960.  
4I, I546, 196I.

49. С.Б.Герасимов Phys.Lett. 13, 240, 1964. ЯФ 2,598,1965.
50. S.D.Drell, A.C.Hearn, Phys.Rev.Lett., 16, 908, 1966.
51. И.Г.Азнаурян, Препринт ОИЯИ P2-3028, Дубна, 1966.
52. S.Fubini, G.Segre, J.D.Walecka, Ann.Phys., 39, 381, 1966.
53. G.Segre, J.D.Walecka, Ann. Phys., 40, 337, 1966.
54. M.P.Khanna, S.Okubo, Nuovo Cim., 44A, 229, 1966.
55. M.Adelmollo, R.Gatto, G.Longhi, G.Veneziano, Phys.Lett., 22, 521, 1966.
- 55a. G.Petsakos, G.Segre, J.D.Walecka, Phys.Lett., 23, 141, 1966.
56. S.L.Adler, Phys.Rev.Lett., 14, 1051, 1965.  
Phys.Rev., 140B, 736, 1965.
57. W.J.Weisberger, Phys.Rev.Lett., 14, 1047, 1965.  
Phys.Rev. 143, 1302, 1966.
58. G.Furlan, R.Jendo, E.Remiddi, Nuovo Cim., 44A, 427, 1966.
59. Riazuddin, B.W.Lee, Phys.Rev., 146, 1202; 150, 1406, 1966.
60. E.Donini, F.Pempinelli, S.Scinto, Nuovo Cim., 46A, 142, 1966.
- 60a. R.Kallosch, Phys.Lett., 22, 519, 1966.
- 60b. V.N.Gribov, B.L.Ioffe, V.M.Shekhter, Phys.Lett., 21, 457, 1966.
- 60c. M.Veltman, Phys. Rev.Lett., 17, 553, 1966.
- 60d. М.В.Теренъев, Препринт ИТЭФ, № 463, Москва, 1966.
- 60e. M.A.B.Beg, Phys.Rev.Lett., 17, 333, 1966;  
Phys. Rev. 150, 1276, 1966.
- 60f. K.Kawarabayashi, M.Suzuki, Phys.Rev., 150, 1181, 1966.
61. S.Weinberg, Phys.Lett., 17, 336, 1966.
62. J.Pasupathy, R.E.Marshak, Phys.Rev.Lett., 17, 888, 1966.
63. M.Adelmollo, R.Gatto, Nuovo Cim., 44A, 282, 1966.

- 63a. Э.В.Гедалин, Л.В.Лапорашвили, С.Г.Матинян, Дж.Л.Чкареули. Письма ЖЭТФ 4, 78, 1966.
64. J.-L.Gervais, J.Iliopoulos, J.M.Kaplan, Phys.Lett., 21, 103, 1966.
65. P.D.Convey, Phys.Lett., 24B, 59, 1967.
66. R.Raman, Phys.Rev.Lett., 17, 983, 1966.
- Н.Н.Fuchs, Phys. Rev., 149, 1145; 150, 1341, 1966.
67. A.Bietti, Phys.Rev, 142, 1258, 144, 1289, 1966.
- Nuovo Cim., 44A, 553, 1966.
68. S.Okubo, Ann. Phys. 38, 377, 1966.
69. M.P.Khanna, S.Okubo, Ann. Phys. 40, 153, 1966.
70. Б.Л.Иоффе. Письма ЖЭТФ 4, 376, 1966.
71. R.Oehme, Phys. Lett., 22, 206, 1966.
- EFI N S preprint 66-84, 1966.

Дискуссия

G. Furlan: Have you any information on calculations of the SU(2) symmetry breaking due to electromagnetic effects, in particular, on renormalization effects in  $\beta$ -decay.

Д. Д. Соловьев: Я могу упомянуть вычисления разницы электромагнитной массы  $\pi^+$  и  $\pi^0$  проводимые Ефремовым и представленные на этой Конференции. Электромагнитная разность масс, в частности, расходящаяся часть рассматривалась Бьоркенем (см. 31). В этой работе используется также применение алгебры токов для вычисления расходящейся части радиационных поправок к  $\pi^+ \beta$  - распаду. Недавно Иоффе в рамках теории промежуточного бозона с обрезанием рассмотрел радиационные поправки к постоянным  $\beta$  - распаду мюона и нуклона (см. 70).

Р. Н. Фаустов: Является ли утверждение о том, что швингеровские члены симметричны по унитарным индексам, дополнительной гипотезой?

Д. Д. Соловьев: В общем случае - да. Иногда его "выводят" из кварковой модели, пользуясь не достаточно хорошо определенным произведением локальных полей кварков в фиксированный момент времени. В отдельных случаях, его, по-видимому, можно связать с предположением об убывании на бесконечности перекрестно-нечетных амплитуд.

G. H $\ddot{u}$ hler: We have made a new evaluation of the Adler-Weisberger sum rule and find  $g_A = 1.16$  instead of Adler's result 1.24. The change is due to the use of new data for the  $\pi^+ p$  total cross sections and to high energy contributions to Adler's terms  $R_1$  and  $R_2$ . Furthermore  $g_A^{-2}$  can be expressed by the sum rule for the  $\pi N$  S-wave scattering lengths  $a_1 - a_3$  plus a correction, to which the first resonance gives no contribution in Adler's "second model".

## ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АДРОНОВ В КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ

Б.В.СТРУМИНСКИЙ, А.Н.ТАВХЕЛИДЗЕ  
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
Лаборатория теоретической физики

В теории элементарных частиц за последние два года широко используется модель кварков. На основе кварковой модели удалось понять массовые формулы, получить соотношение между сечениями различных процессов и ряд других интересных результатов.

В этом докладе мы будем рассматривать электромагнитные взаимодействия адронов на основе модели кварков.

В модели кварков предполагается, что мезоны состоят из кварка и антикварка, а барионы состоят из трех кварков. В принципе возможно рассматривать модели, в которых адроны состоят из большого числа кварков, однако, в этом случае должны быть состояния с большим изотопическим спином. Поскольку в настоящее время нет достоверных экспериментальных данных о существовании таких частиц, мы будем рассматривать простейший вариант кварковой модели.

Будем исходить из того, что масса кварка велика - порядка  $5 m_p$ . Тогда известные частицы являются системами с большим дефектом масс. Однако, можно привести аргументы в пользу того, что движение кварка в составной частице является релятивистским /1,2/. Действительно, размер составной частицы

$\sim m_p^{-1}$ , следовательно, эффективный импульс кварка  $\sim m_p$ , откуда  $\frac{v}{c}$  для кварка  $\sim \frac{m_p}{m_q} < \frac{1}{5}$ . Вопрос об учете релятивистских эффектов является на наш взгляд наиболее важным для дальнейшего развития модели кварков.

Как хорошо известно, в модели кварков октет барионов  $1/2^+$  и декуплет  $3/2^+$  объединяются в один супермультиплет, которому отвечает волновая функция, симметричная по унитарным и спиновым индексам. Если кварки являются фермионами, то пространственная волновая функция должна быть антисимметрична.

Эта структура волновой функции трех кварков приводит к важным следствиям для электромагнитных взаимодействий. Покажем, что на основе нерелятивистской кварковой модели можно объяснить равенство электрического и магнитного формфактора нуклона, которое наблюдается на эксперименте. Действительно, оператор плотности заряда есть

$$\hat{\rho}(x) = \sum_{i=1}^3 e_i \cdot f_E^q(x-x_i);$$

плотность магнитного момента

$$\hat{M}(x) = \sum_{i=1}^3 m_i \vec{\sigma}_i \cdot f_M^q(x-x_i),$$

где  $f_{E,M}^q(x)$  - электрический и магнитный формфакторы кварка.

Отсюда, вычислив матричный элемент, мы находим формфакторы:

$$g_E^B(k^2) = e_B \cdot f_E^q(k^2) \cdot F(k^2)$$

$$g_M^B(k^2) = m_B \cdot f_M^q(k^2) \cdot F(k^2)$$

$$\text{где } F(k^2) = \int |\Psi|^2 e^{i\vec{k}\vec{r}_i} d\vec{r}_1 \cdot d\vec{r}_2 \cdot d\vec{r}_3.$$

Если электрический и магнитный формфакторы кварка равны, то для нуклона мы получаем

$$g_E^p(k^2) = \frac{g_M^p}{M_p} = \frac{g_M^n}{M_n} ; g_E^n(k^2) = 0.$$

В работе Митры и Маджумдара /3/ было отмечено, что форм-фактор, отвечающий антисимметричной волновой функции должен иметь нуль. Исходя из существующих экспериментальных данных о формфакторах и предполагая, что собственный электрический радиус кварка порядка  $0,2 \text{ F}$ , они оценили, что нуль должен быть при  $q^2 = 500 \text{ F}^{-2}$ . Измерения формфакторов в этой области переданных импульсов являются очень важными для проверки модели кварков.

В работах С.Б.Герасимова /4/ для анализа электромагнитной структуры нуклона в модели кварков были использованы правила сумм для фотоядерного поглощения. Исследуя так называемые  $\sigma_{-1}(E1)$  и  $\sigma_{-3}(E2)$  правила сумм, он приходит к выводу, что относительно движения кварков связано с областью порядка или меньше комптоновской длины волны нуклона и что в электромагнитной структуре нуклона важную роль играет структура кварка.

Рассмотрим вопрос о магнитных моментах барионов. Как известно, в модели кварков  $M_p = 3\mu$ ,  $M_n = -2\mu$ , где  $\mu$  - абсолютная величина магнитного момента  $n$ -кварка. Естественно возникает вопрос: чем обусловлен большой магнитный момент связанного кварка и почему  $\mu \approx I$ .

Простое объяснение этому факту было дано в работах Боголюбова Н.Н. и сотрудников /1,5/. Будем рассматривать связанные кварки, как независимые частицы, движущиеся в самосогласованном скалярном поле. Вычисления показывают, что независимо от



Формы потенциала магнитный момент связанного кварка с  $j = 1/2$  есть

$$\mu = \frac{e}{2E} \left\{ 1 - \frac{1}{3} \langle 1 - \gamma_0 \rangle \right\}$$

причем для нерелятивистского движения  $\mu = \frac{e}{2E}$ . Для кварка

связанного в барионе  $\mu = \frac{3e}{2m_B}$ , а для кварка в мезоне

$\mu = \frac{e}{m}$ . Любопытно отметить, что аналогичное вычисление дает

отношение  $\frac{g_A}{g_V} = \frac{5}{3} \left[ 1 - \frac{2}{3} \langle 1 - \gamma_0 \rangle \right]$ .

Простейший вариант скалярного потенциала

$$V(r) = \begin{cases} -M & r < r_0 \\ 0 & r > r_0 \end{cases}$$

где  $M$  - масса кварка приводит при  $M \rightarrow \infty$  к результату

$\langle 1 - \gamma_0 \rangle = 1/2$ . Отсюда мы получаем  $M_p = 2;5$ ;  $\frac{g_A}{g_V} = 1,1$ .

В модели кварков можно вычислить магнитный момент пере-

хода  $\omega \rightarrow \pi \gamma$ . Простые вычисления дают, что он равен

$\frac{e}{m_p}$ , при этом для ширины распада  $\omega \rightarrow \pi \gamma$  получаем 0,93 Мэв.

Это же значение магнитного момента можно получить, если воспользоваться результатом сверх сходящихся правил сумм для

$\rho$ - $\pi$  рассеяния /6/, а именно  $g_{\omega\rho\pi} = \frac{2g_{\rho\pi\pi}}{m_\rho}$  и моделью

Гелл-Манна - Шарпа-Вагнера для распада  $\omega \rightarrow \pi \gamma$ . Заме-

тим, что в теории  $SU(6)$  магнитный момент перехода равен

$M_p$ .

Теперь перейдем к рассмотрению моделей, в которых фун-

даментальные триплеты имеют целые заряды. В работах Н.Н.Бого-

любова и сотрудников /8/ и Намбу и Хана /9/ была предложена

модель с тремя триплетами с целыми зарядами. Барions в этой

модели строятся из трех разных триплетов, причем нетрудно по-

строить волновую функцию, при которой остаются те же соотно-

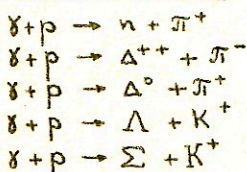
шения между магнитными моментами, что и в теории  $SU(6)$ . В

модели трех триплетов изменяется соотношение между амплитудами радиационных распадов векторных мезонов. Этот факт в принципе допускает экспериментальную проверку. Особенно интересно отношение амплитуд распадов  $K^{\pm} \rightarrow K^{\pm} + \gamma$  и  $K^{0*} \rightarrow K^0 + \gamma$ , поскольку оно не зависит от угла  $\varphi - \omega$  смешивания.

Модель кварков успешно применялась для исследования процессов фоторождения мезонов. В работе А.М.Балдина /9/ исследовались процессы фоторождения псевдоскалярных мезонов. Взаимодействие кварков с мезонным и электромагнитным полем дается статическим пределом

$$i \frac{g_0}{\mu} (\vec{\sigma} \vec{A}) \cdot \psi$$

константа  $g_0$  определяется из константы  $\pi N$ -взаимодействия. На основе этого гамильтониана были вычислены сечения фоторождения мезонов вблизи порога. Модель объясняет абсолютные величины сечений



и экспериментально наблюдаемое резкое различие угловых распределений в реакциях  $\Lambda K^+$  и  $\Sigma K^+$ .

В работе А.И.Ахизера с М.П.Рекало /10/ рассматривались процессы фоторождения нейтральных векторных мезонов. Поскольку квантовые числа  $\gamma$ -кванта и нейтральных векторных мезонов одинаковы, то амплитуды фоторождения можно выразить через амплитуды рассеяния векторных мезонов, которые в свою очередь выражаются через кварковые амплитуды рассеяния. На основе этой модели удастся получить отношения дифференциальных

сечений фоторождения вперед

$$\frac{\sigma(\gamma p \rightarrow p \omega)}{\sigma(\gamma p \rightarrow p \rho^0)} \Big|_{\theta=0^\circ} = \frac{1}{9} \left[ \frac{2\sigma(\pi^- p) - \sigma(\pi^+ p)}{2/3\sigma(\pi^- p) + 1/3\sigma(\pi^+ p)} \right]^2 = 0,140 \pm 0,007$$

экспериментальное значение  $0,149 \pm 0,03$ ;

$$\frac{\sigma(\gamma p \rightarrow p \phi)}{\sigma(\gamma p \rightarrow p \rho^0)} \Big|_{\theta=0^\circ} = \frac{2}{9} \left[ \frac{\sigma(K^+ p) + \sigma(K^- p) - \sigma(\pi^- p)}{2/3\sigma(\pi^- p) + 1/3\sigma(\pi^+ p)} \right]^2 = 0,042$$

а также получить величину сечения фоторождения  $\rho^0$  мезона  $\sigma(\gamma p \rightarrow p \rho^0) = 19 \mu\text{b}$ . Аналогичная работа была сделана в ЦЕРНе Кайянти и Трефиль /II/.

В заключение мы рассмотрим вопрос о кварковой структура токов и свержисходящихся правил сумм. Сверхисходящиеся правила сумм справедливы для достаточно быстро убывающих амплитуд и имеют вид

$$\int_{-\infty}^{+\infty} ds \operatorname{Im} f(s, t) = 0$$

Впервые эти правила сумм применялись в работах Л.Д.Соловьева /I2/ для процессов пион-нуклонного рассеяния и фоторождения.

Учитывая в мнимой части только вклад нуклона и изобары  $3/2^+$ , были получены следующие соотношения между магнитными моментами и константами связи:

$$\frac{M^{iV}}{M^*} = \frac{4}{3}; \quad M^{iS} = 0; \quad \frac{f_{\pi NN}}{f_{\pi NN^*}} = \frac{4}{3}.$$

где  $M^{iV(S)}$  - аномальный изовекторный (изоскалярный) магнитный момент,  $M^*$  - магнитный момент перехода  $N^* \rightarrow N + \gamma$ ,  $f$  - константы связи.

В работе Н.Н.Боголюбова и В.А.Матвеева было замечено, что эти результаты могут быть получены в модели кварков, если предположить, что аксиальный ток имеет структуру

$$j_{\kappa}^a = \sum_{i=1}^3 \sigma_{\kappa}^i \xi_i^a - \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 \sigma_{\kappa}^i \sum_{i=1}^3 \xi_i^a$$

Матричный элемент одновременного коммутатора этих токов между протонными состояниями равен нулю:

$$\langle p | [j_k^a(0), j_{k'}^{a'}(0)] | p \rangle = 0$$

Именно это требуется для получения сверх сходящихся правил сумм в статическом пределе.

В этом коротком докладе мы не можем рассмотреть все работы по электромагнитным взаимодействиям в модели кварков. В частности, мы совсем не рассматривали электромагнитное возбуждение состояний с высшими орбитальными моментами, проблему смешивания конфигураций в кварковой модели, электромагнитные разности масс, слабые радиационные распады барионов и мезонов и ряд других интересных вопросов.

В заключение мы хотели бы еще раз подчеркнуть, что на наш взгляд наиболее важной проблемой в модели кварков является учет релятивистского движения кварков в составной частице.

Литература :

1. Н.Н.Боголюбов, Б.В.Струминский, А.П.Тавхелидзе, препринт ОИЯИ Д-1968, Дубна, 1965.
2. G.Mospurgo, Physics 2, 95 (1965).
3. A.N.Mitra, Rabi Majumbar, Phys.Rev. 150,1194 (1966).
4. С.Б.Герасимов, препринт ОИЯИ Р-2439, Р-2619, Дубна 1965, 1966 г.
5. П.Н.Боголюбов, препринт ОИЯИ Р-2569, Е-2827, Дубна, 1966.
6. V.de Alfaro, S.Fubini, C.Rossetti, G.Furlan, Phys.Letters 21, 576 (1966).
7. A.Tavkhelidze, in High Energy Physics and Elementary Particles, Vienna, 1965.
8. Y.Nambu, M.Nan, Phys.Rev. 139, В 1006 (1965).
9. А.М.Балдин, Письма в ЖЭТФ 3, вып.7, 265 ( 1966 ).
10. А.И.Ахиезер, М.П.Рекало.
11. К.Кажантие, I.S.Trefil, preprint CERN.
12. Л.Д.Соловьев, ЯФ 3, 188 ( 1966 ).  
И.Г.Азнаурян, Л.Д.Соловьев, ЯФ 4, 615 ( 1966 ).

Дискуссия

1. В.А.Царев: При вычислении электромагнитной структуры нуклонов в модели кварков Вы используете импульсное приближение. Для реакции с участием ядер, где отношение энергии связи к энергии частиц может быть малым, есть основание для использования импульсного приближения. Есть ли какие-нибудь аргументы в пользу применимости импульсного приближения в модели кварков, где указанное отношение велико?
2. Б.В.Струминский: Никаких теоретических оценок поправок к импульсному приближению в модели кварков сделано не было. Этот вопрос является важным и тесно связан с учетом релятивистских и обменных поправок.

ПРОВЕРКА С-ИНВАРИАНТНОСТИ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Б.А.Арбузов, А.Т.Филиппов

ИФВЭ, г.Серпухов

ОИЯИ, г.Дубна

За два с половиной года, прошедших после открытия распада  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- /1/$ , свидетельствующего о нарушении СР-инвариантности, была проделана большая работа по поискам других эффектов несохранения СР (см. например, обзорный доклад Фитча <sup>/2/</sup>). В первую очередь был тщательно изучен этот основной распад, а недавно удалось обнаружить и распад  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 /3/$ . Поиски других эффектов не дали пока положительного результата, и это оставляет теоретикам большую свободу для придумывания всевозможных моделей нарушения СР-инвариантности во всех взаимодействиях - от умеренно сильных до сверхслабых (см. например, обзор Л.Б.Окуня <sup>/4/</sup>, где приведена также обширная библиография).

Сопоставляя результаты экспериментов по поискам эффектов несохранения СР в различных взаимодействиях, можно сделать вывод, что наиболее вероятны следующие механизмы несохранения СР: 1) на уровне  $\lesssim 1\%$  от сильных взаимодействий (правила отбора по изоспину и гиперзаряду  $\Delta I=0, \Delta Y=0$  <sup>/5/</sup>; 2) в электромагнитных взаимодействиях адронов:  $\Delta I=0, \Delta Y=0$  <sup>/6/</sup>; 3) на уровне  $\lesssim 1\%$  от обычных слабых взаимодействий ( $|\Delta I| \leq 1/2, \Delta Q = \Delta Y$ ) или же с

$|\Delta I| > 1/2$ ; 4) в слабо-электромагнитных взаимодействиях адронов; 5) в сверхслабых взаимодействиях /10/ \*). Мы сосредоточим внимание лишь на проявлениях возможной CP-неинвариантности электромагнитных взаимодействий, впервые замеченной Бернштейном, Файнбергом и Т.Д.Ли /6/.

Важно отметить, что обилие теоретических моделей нарушения CP-инвариантности вовсе не означает, что с отказом от этой важной симметрии теории не связано никаких принципиальных проблем. В действительности, несохранение CP, независимо от его конкретного механизма, приводит к весьма нелегкому выбору между двумя принципиально различными взглядами на его природу. Если оставить в стороне маловероятную возможность существования "зеркальных" миров /11/ (что позволило бы вместо CP ввести новую операцию  $C^*P$ , относительно которой мир симметричен), то останутся лишь два подхода к проблеме CP-инвариантности:

1) Геометрия пространства-времени остается обычной (пространство Минковского), в частности, сдвиг во времени (описываемый гамильтонианом  $H$ ), коммутирует с операцией отражения пространства  $P$ , т.е.  $[H, P] = 0$ . Тогда для каждого взаимодействия (сильного -  $\lambda$ ; слабого -  $w$  и электромагнитного -  $\gamma$ ) можно построить свой оператор преобразования  $R_P^{\lambda, w, \gamma}$  /12/, такой, что  $[H_i, R_P^{\lambda, w, \gamma}] = [H_j, R_P^{\lambda, w, \gamma}] = [H_k, R_P^{\lambda, w, \gamma}] = 0$ , где  $H_i$  ( $i = \lambda, w, \gamma$  - гамильтониан  $i$ -го взаимодействия при выключенных остальных. (Для  $H_\lambda$  и  $H_\gamma$  операции  $R_P^\lambda = R_P^\gamma$  имеют обычный вид, а  $R_P^w = CP$ ). Несовпадение, например,  $R_P^\lambda$  и  $R_P^\gamma$  может проявиться как несохранение четности  $R_P^\lambda$  (определяемой из сильных взаимодействий) в слабых взаимодействиях. Аналогично рассматриваются обращение времени  $T$ , а также зарядовое сопряжение  $C$ . Если  $R_C^\lambda \neq R_C^\gamma$ , то возникает несохранение  $C_\lambda$  в электромагнитных взаимодействиях, т.е.

\* / Недавние измерения вероятности распада  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  /13/, по-видимому отвергают этот механизм.



$[H_r, R_c^3] \neq 0$ . Основные предположения такой схемы допускают экспериментальную проверку, так как они приводят к предсказанию новых, весьма необычных типов частиц. Например, в случае  $[H_r, R_c^3] \neq 0$  должны существовать заряженные частицы, инвариантные относительно ("а" - частицы /12/). Приведенные выше рассуждения впервые ясно высказал Т.Д.Ли /12/. В дальнейшем Т.Д.Ли и Вик /13/ построили математическую схему, реализующую эти идеи. Для этого они воспользовались тем обстоятельством, что при наличии группы внутренней симметрии (зарядовая симметрия, изогруппа,  $SU_3$  - группа и т.п.) представления расширенной группы Пуанкаре (включающей дискретные операции  $P$  и  $T$ ) определены с точностью до преобразования внутренней симметрии. (Подобные идеи значительно раньше разрабатывали Огивецкий и Чжоу Гуан-чжао /14/).

2) Геометрия пространства-времени не совпадает с геометрией пространства Минковского. Минимальное отклонение от этой геометрии можно получить, предложив, что сохраняются метрические свойства пространства и понятие параллельности векторов, но изменяется закон параллельного переноса векторов (т.е. пространство обладает кручением) /15/. В такой геометрии возникает взаимодействие частиц, нарушающее  $T$ -инвариантность. Если кручение пространства связать с электромагнитным полем  $F_{ik}$ , то из чисто геометрических рассуждений, вытекает, что частицы  $\psi$  со спином  $1/2$  имеют следующее  $S$  и  $T$  - неинвариантное взаимодействие

$$\mathcal{L}_{int} = \lambda (\bar{\psi} \gamma_i \partial_k \psi - (\partial_k \bar{\psi}) \gamma_i \psi) F^{ik} \quad (I)$$

где  $\lambda$  - некоторая новая универсальная постоянная размерности  $\frac{1}{M^2}$  ( $\hbar = c = 1$ ). Если  $\lambda \sim \frac{e}{m_p^2}$  ( $e$  - заряд электрона), то получается несохранение  $S$  и  $T$  в электромагнитных взаимодействиях. Лагранжиан (I) сохраняет изоспин, т.е.  $\Delta I = 0$  и является скаляром

относительно любой группы внутренних симметрий.

Прежде чем переходить к обсуждению проверки  $C$  и  $T$  - симметрии в электромагнитных взаимодействиях, рассмотрим кратко их общие свойства. Поскольку речь идет о проверке  $C$ -инвариантности, то операция  $C$  всегда будет связываться с сильными взаимодействиями  $C = C_s$ . В частности, зарядовые четности всех частиц должны определяться из сильных взаимодействий. Операция обращения времени, описываемая антиунитарным преобразованием  $T$ , по своему характеру существенно отличается от операций  $P, C$ , описываемых унитарными операторами. Так как обращение времени переставляет начальное и конечное состояние (последнее в любом нетривиальном случае является когерентной смесью различных состояний), то в экспериментах, строго говоря, проверяется не  $T$ -инвариантность в полном объеме, а ее следствия для вероятностей перехода между асимптотическими состояниями, т.е. соотношения обратимости:<sup>\*/</sup>

$$| \langle \vec{p}', \vec{s}' \dots | S | \vec{p}, \vec{s} \dots \rangle | = | \langle -\vec{p}, -\vec{s} \dots | S | -\vec{p}', -\vec{s}' \dots \rangle |$$

и принцип детального равновесия

$$\sum_{s, s'} | \langle \vec{p}', \vec{s}' \dots | S | \vec{p}, \vec{s} \dots \rangle |^2 = \sum_{s, s'} | \langle \vec{p}, \vec{s} \dots | S | \vec{p}', \vec{s}' \dots \rangle |^2$$

где  $\vec{p}, \vec{p}'$  - импульсы начальных и конечных частиц, а  $\vec{s}, \vec{s}'$  - их поляризации. Смысл этого замечания сводится (по существу) к настоянию на раздельной проверке  $CP$ -инвариантности и соотношений обратимости. Действительно, так как обратимость нетождественна  $T$ -инвариантности, то, например, если в каком-то классе взаимодействий не сохраняется  $CP$ , а соотношения обратимости выполнены, то отсюда вообще говоря, не следует нарушение  $CPT$ -инвариантности.

Экспериментальные ограничения на возможные нарушения дискретных симметрий в различных взаимодействиях см. в таблице I. Наилуч

<sup>\*/</sup> На простейших примерах можно убедиться, что следствия  $T$ -инвариантности, проверяемые на опыте, можно получить, пользуясь лишь соотношениями обратимости /16/. Аналогичные замечания относятся к  $CPT$ -инвариантности.

шая граница на возможное нарушение СРТ-инвариантности в разных взаимодействиях определяется малостью разности масс  $K_L$  и  $K_S$  ( $\Delta m/m \sim 10^{-16}$ ). Оценки СРТ-инвариантности по временам жизни  $K^+, K^-$  и  $\pi^+, \pi^-$  дают точность  $\sim 10^{-3}$ . Предлагались также более прямые методы проверки следствий СРТ-инвариантности (Биленький /18/). По-видимому, не стоит подробно останавливаться на происхождении цифр, вошедших в таблицу, так как все эти проверки многократно обсуждались. Заметим только, что приведенные нами границы взяты из небольшого числа реакций и поэтому нельзя исключить возможность подавления эффектов нарушения дискретных симметрий в силу каких-либо посторонних причин. (Из таких соображений исходят, в частности, Прентки и Вельтман /5/, предлагая механизм нарушения С-инвариантности в сильных взаимодействиях. Мы не будем обсуждать подобные возможности, и перейдем теперь к обсуждению экспериментов по поискам нарушения С и Т-инвариантности в электромагнитных взаимодействиях.

Основные ограничения вытекают из трех экспериментов:

1. Поиски запрещенного по С распада  $\eta \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ ; результат  $\frac{w(\eta \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)}{w(\eta \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^-)} < 0,5\%$  /2/. 2. Поиски асимметрии в энергетическом распределении  $\pi^+$  и  $\pi^-$  в распаде  $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ ; здесь  $A = \frac{N_R - N_L}{N_R + N_L} = (0,3 \pm 1)\%$  /17/. 3. Поиски Т-нечетной корреляции  $\vec{S}_\lambda \cdot \vec{n}$  в распаде  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda e^+ e^-$ , где  $\vec{n} \parallel [\vec{p}_\lambda \times (\vec{p}_+ + \vec{p}_-)]$  - нормаль к плоскости распада. Соответствующая асимметрия =  $0,02 \pm 0,02$  /2/ (или, после некоторой, не вполне убедительной обработки -  $0,048 \pm 0,026$ ).

Общей чертой этих трех экспериментов является то, что в них проверяется несохранение С и Т в электромагнитных переходах с  $|\Delta I| = 1$ . Таким образом можно сделать вывод, что сильное несохранение С и Т возможно лишь в переходах с  $\Delta I = 0$ . В дальнейшем мы будем подробно обсуждать лишь эффекты, не запрещенные этим правилом отбора.

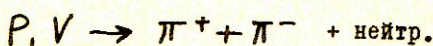
- Методы проверки С и Т можно расклассифицировать следующим образом. С :
- 1) Поиски запрещенных распадов ( $\eta \rightarrow \pi^0 e^+ e^-, \dots$ )
  - 2) Поиски асимметрии в реакциях с определенной зарядовой четностью начального состояния ( $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0, \dots$ )
  - 3) Сравнение ширин зарядово сопряженных реакций ( $\rho^\pm \rightarrow \pi^\pm \gamma, \dots$ ).
  - 4) Поиски запрещенных вершин и формфакторов ( $\omega \rho \gamma, \dots$ ).

- Т :
- 1) Прямая проверка принципа детального равновесия;
  - 2) Поиски Т-нечетных корреляций. Наиболее часто будет встречаться корреляция вида  $\vec{S} \cdot \vec{n}$ , где  $\vec{S}$  - поляризация какой-либо из частиц, участвующих в реакции, а  $\vec{n}$  - нормаль к плоскости реакции. Такие корреляции могут появляться также и при сохранении Т-инвариантности - благодаря сильному взаимодействию в конечном состоянии.

I. Рассмотрим запрещенные по С-четности распады. Ширина распадов  $\rho^0 \rightarrow 3\gamma$  ( $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ ,  $\eta \rightarrow 3\gamma$ ) даже при максимальном несохранении С мала <sup>14/</sup> ( $\frac{w(\pi^0 \rightarrow 3\gamma)}{w(\pi^0 \rightarrow 2\gamma)} \lesssim 10^{-10}$ ) по кинематическим причинам. Экспериментальная граница  $w_{3\gamma}/w_{2\gamma} \lesssim 5 \cdot 10^{-6}$  <sup>18/</sup>. Из распадов  $\rho^0 \rightarrow \rho^0 \gamma \rightarrow \rho^0 e^+ e^-$  правило  $\Delta I = 0$  оставляет лишь  $\chi \rightarrow \eta e^+ e^-$ . Даже при максимальном несохранении С парциальная вероятность этого распада не может превышать  $10^{-3}$ . Из распадов  $V_{(C=+1)}^0 \rightarrow \rho^0 \gamma$  и  $T_{(C=+1)}^0 \rightarrow \rho^0 \gamma$  отметим  $A_1^0 \rightarrow \pi^0 \gamma, A_2^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$  <sup>19/</sup>, а также  $f, f' \rightarrow \eta \gamma$ . Особенно выгоден распад  $A_2^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$ , ширина которого могла бы достигать 1 Мэв. Среди распадов  $V_C^0 \rightarrow V_C' \gamma$  отметим лишь  $\varphi \rightarrow \omega \gamma$ . Неплохими тестами несохранения С являются распады  $\eta, \chi \rightarrow 2\pi^0 \gamma$ . Их вклады в полные вероятности могут быть порядка  $10^{-2}$ .

2. При нарушении С-инвариантности в электромагнитных распадах состояний с заданной зарядовой четностью может возникнуть асимметрия в энергетическом распределении (диаграмма Далица) час-

тип и античастиц /6/. Эта асимметрия возникает при интерференции конечных состояний с разной зарядовой четностью. Простейший наблюдаемый эффект есть отличие от нуля суммарной асимметрии  $R_{\pi^+\pi^-}$  и  $R_{\pi^0\pi^0}$  мезонов в распадах.



$$R \text{ определяется как: } R = \frac{N(E_+ > E_-) - N(E_- > E_+)}{N(E_+ > E_-) + N(E_- > E_+)} \quad /17/$$

Такая асимметрия разскивалась в процессах  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  ( $R = (0.3 \pm 1\%)$ ) /17/

$$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma \quad (R = (2 \pm 17)\%) /20/ \quad \text{и} \quad X \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma \quad (R = (7 \pm 8)\%) /21/.$$

Первый результат запрещает  $|\Delta I| = 1$  для  $C$ -нечетного взаимодействия, а точность двух других не позволяет сделать определенного заключения. Для оценок порядка величины асимметрии в этих распадах можно ограничиться учетом  $p$  и  $d$ -волн в системе  $\pi^+\pi^-$  (первое состояние получается с сохранением  $C$ , а второе - с нарушением). В распаде  $\eta$ -мезона  $d$ -волна подавлена и асимметрия не может превышать 1-2%. Для более тяжелого  $X$ -мезона это подавление существенно меньше и асимметрия может достигать 10-20% /22/. Оценки асимметрии в реакциях  $\eta, X \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  связаны с вероятностями распадов  $\eta, X \rightarrow 2\pi^0\gamma$ , причем для  $X$ -мезона асимметрия может быть заметной даже в случае весьма малой вероятности распада  $X \rightarrow 2\pi^0\gamma$ . Например, при  $\frac{w(X \rightarrow 2\pi^0\gamma)}{w(X \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma)} \approx 0.04$  может быть  $R \approx 10\%$  /22/. Таким образом исследование асимметрии в распаде  $X \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  является весьма чувствительным тестом нарушения  $C$ -инвариантности.

Можно ожидать появления небольшой асимметрии и в сильных распадах нейтральных частиц (за счет радиационных поправок порядка  $\alpha$ ). Например, в распаде  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  возможны эффекты  $\sim 1\%$ . Подобные же эффекты возможны при несохранении  $C$  в сильных взаимодействиях с  $\Delta I = 0$ . Этот случай легко отличить от обсуждаемого.

Представляет большой интерес исследование асимметрии продуктов аннигиляции  $p\bar{p}$  в реакциях  $p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma, p\bar{p} \rightarrow K^+K^-\gamma$ .

Так как в этих процессах участвуют все состояния, то нет оснований ожидать каких-либо изотопических или симметричных подавлений эффекта и асимметрия может достигать здесь десятков процентов.

Весьма чувствительным к нарушению С-инвариантности является второй процесс, так как в области суммарной энергии  $K^+K^- \sim 1$  Бэв пере-  
криваются  $K\bar{K}$  - резонансы с массами и ширинами ( $M=1068, \Gamma=80$ ;  
 $M=1003, \Gamma=57$ ) (с положительной С-четностью) и  $\varphi$  - мезон с  
отрицательной С-четностью ( $M=1018, \Gamma=3,6$ ).

3. При нарушении С-инвариантности и СР - инвариантности могут отличаться парциальные ширины зарядово-сопряженных распадов. Например, вероятности распадов  $\rho^+ \rightarrow \pi^+\gamma$  и  $\rho^- \rightarrow \pi^-\gamma$ ,  $A_{1/2}^+ \rightarrow \pi^+\gamma$ ,  $A_{1/2}^- \rightarrow \pi^-\gamma$  могут быть существенно различными. При этом равенство полных ширин соблюдается благодаря тому, что вероятности зарядово-сопряженных реакций основных каналов  $\rho^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ ,  $A_{1/2}^\pm \rightarrow \rho \pi$  отличаются на величины порядка  $\alpha$ . Ширины обсуждаемых распадов могут быть порядка  $10^{-2}$  от полных ширин.

4. Запрещенные вершины вида  $M_1 M_2 \gamma$ , где  $M_1$  и  $M_2$  - нейтральные мезоны с одинаковой С-четностью можно искать в процессах фоторождения резонансов или же в реакциях на встречных электрон-позитронных пучках (Берестецкий /24/). (С-нечетные вершины возможны лишь в случае, когда спин мезона  $\geq 1$  /6,23/. Пример:  $d_{int} = \frac{e}{m^2} \partial_i V_k \partial_k V_l F_{il}$  - для нейтральной векторной частицы). В настоящее время ведутся эксперименты по фоторождению резонансов  $\omega, \varphi, \eta$  /25/. При обработке результатов используются полюсные диаграммы фиг. 1а только с разрешенными вершинами  $M_1 M_2 \gamma$  (Например, в фоторождении  $\omega$  используется диаграмма фиг. 1б. Если допустить несохранение С, то нужно учитывать в обработке и запрещенные вершины (Например,  $\omega \omega \gamma$  см. фиг. 1в). Наиболее благоприятны для поисков запрещенных вершин процессы, в которых запрещен обмен  $\pi^0$ -мезоном (см. например, фиг. 1г), т.е. фоторождение нейтральных резо-

нансов с положительной С-четностью и спином 1. Более непосредственную проверку существования запрещенных вершин могут дать эксперименты с встречными электрон-позитронными пучками. Здесь нужно искать парное рождение нейтральных резонансов, т.е.

$$e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \omega\omega, \varphi\varphi, \pi^0 A_{1,2}^0, \eta X, \dots \quad (\text{см. } /24,25/)$$

Сечения запрещенных переходов не должны существенно отличаться от сечений разрешенных переходов, а при больших энергиях могут и превышать их /27/.

Перейдем к обсуждению эффектов Т-неинвариантности в электромагнитных процессах. Соотношения обратимости удобнее всего проверять в процессах фоторождения (и обратных к ним), в процессах электророждения и в тесно связанных с ними процессах  $A \rightarrow Be^+e^-$  где А и В - какие либо комплексы адронов.

Приложение соотношений обратимости к процессам фоторождения было впервые проведено Ватсоном /28/. В литературе можно встретить утверждения, что эти соотношения экспериментально проверены в реакциях фоторождения и фоторасщепления с достаточно высокой точностью. В действительности, однако, реакции, в которых проверялись соотношения обратимости практически нечувствительны к возможным нарушениям Т-инвариантности. Реакции фоторасщепления  $\gamma d \rightleftharpoons pn$   $\gamma He^4 \rightleftharpoons pHe^3$  при низких энергиях нечувствительны к несохранению Т по причинам, которые будут разъяснены несколько ниже, когда мы будем говорить о рассеянии электронов на ядрах. Другая проверка Т-инвариантности заключалась в проверке детального равновесия в реакции  $\gamma n \rightleftharpoons \pi^- p$  вблизи порога. В этом случае соотношение обратимости вытекает из одной лишь эрмитовости гамильтониана  $H_\gamma$  и поэтому не может служить для проверки Т-инвариантности  $H_\gamma$ . Каким образом можно реально проверить соотношения обратимости в реакциях фоторождения  $\gamma N \rightleftharpoons \pi N'$ , где  $N$  и  $N'$  какие-либо комплексы

адронов?

I. Анализ принципа детального равновесия недавно подробно проделали Крист и Ли <sup>129/</sup>. Рассмотрим, например, реакции  $\gamma n \rightleftharpoons \pi^+ p$  и  $\gamma p \rightleftharpoons \pi^+ n$ . Амплитуды прямого и обратного процессов соответственно равны

$$A_{\gamma \rightarrow \pi} = \sum_{\lambda \lambda' \epsilon} | \langle (N\pi)_{\vec{k}', \lambda'} | \vec{\epsilon} \vec{J} | N_{\vec{k}, \lambda} \rangle |^2,$$

$$A_{\pi \rightarrow \gamma} = \sum_{\lambda \lambda' \epsilon} | \langle N_{\vec{k}, \lambda} | \vec{\epsilon} \vec{J} | (N\pi)_{\vec{k}', \lambda'} \rangle_{out} |^2,$$

где  $\lambda, \lambda'$  - спиральности нуклонов,  $\epsilon$  - поляризация  $\gamma$ -кванта,  $\vec{k}$  и  $\vec{k}'$  - импульсы начального и конечного нуклонов. Ток  $\vec{J}_n = \vec{J}_n + K_n$ , где  $S \vec{J}_n S^{-1} = -\vec{J}_n$ ,  $S K_n S^{-1} = K_n$ , т.е. С-инвариантность сохраняется при  $K_n = 0$ . Введем параметр асимметрии

$$a(k, \theta) = \frac{A_{\gamma \rightarrow \pi} - A_{\pi \rightarrow \gamma}}{A_{\gamma \rightarrow \pi} + A_{\pi \rightarrow \gamma}}, \quad \theta = (\hat{k} \cdot \hat{k}'), \quad \hat{k} = \frac{\vec{k}}{|\vec{k}|}, \quad \hat{k}' = \frac{\vec{k}'}{|\vec{k}'|}.$$

Если  $K_n = 0$ , то  $a(k, \theta) = 0$ . Как показали Крист и Ли  $A_{\gamma \rightarrow \pi} - A_{\pi \rightarrow \gamma} \sim \sum_{\Gamma, \Gamma'} \sin(\delta_\Gamma - \delta_{\Gamma'}) \sin(\xi_\Gamma - \xi_{\Gamma'})$ , где суммирование распространяется на промежуточные состояния  $\Gamma, \Gamma'$  ( $\gamma N \rightarrow (\Gamma, \Gamma') \rightarrow \pi N'$ )

а  $\delta$  и  $\xi$  - вещественные фазы. Условие Т-инвариантности есть  $\xi_\Gamma = \xi_{\Gamma'}$  при любых  $\Gamma$  и  $\Gamma'$ . На пороге фоторождения  $\delta_\Gamma = \delta_{\Gamma'} = 0$  т.е. независимо от величины  $K_n$  получим  $a(k, \theta) = 0$ . Если осно-

вной вклад в фоторождение дает лишь одно промежуточное состояние, то

также  $a(k, \theta) = 0$  (Это обстоятельство связано с тем, что рассматривается неполяризованный фотон). Современные экспериментальные

данные допускают 20-30% нарушение Т-инвариантности в области энергий вблизи рождения  $N_{\vec{k}, \lambda_2}$ -резонанса (т.е.  $\xi_\Gamma - \xi_{\Gamma'} \lesssim 20^\circ$  или  $\frac{|\langle \pi N | \vec{\epsilon} \vec{J} | N \rangle|}{|\langle \pi N | \vec{\epsilon} \vec{J} | N \rangle|} \lesssim 0.3$ ). Используя результаты Донакки и Шоу для низших парциальных волн, оценивая высшие парциальные волны



с помощью полюсных диаграмм и допуская Т-неинвариантные фазы, Крист и Ли получили выражения для  $a(k, \theta)$  при различных допущениях о фазах  $\xi_r$ : Если  $|\Delta I| = 0$ , то  $a \leq 0,1$ .

Если  $|\Delta I| = 1$ , то  $a \leq 0,5$ , и при этом  $a$  достигает наибольших значений при  $\theta < 45^\circ$  и  $\theta > 135^\circ$  ( $\theta$  - угол в СЦИ).

Вывод: необходима проверка детального равновесия при разных углах  $\theta$  и при разных энергиях в области рождения  $N_{1/2, 3/2}$  - резонанса и выше; необходимо довести точность до 1%.

2. Перейдем к обсуждению упругого рассеяния электронов на ядрах. Оно определяется диаграммой фиг. 2 и поэтому необходимо прежде всего обсудить электромагнитную вершину  $NN'$ . Как заметили Бернштейн, Файнберг и Ли <sup>/6/</sup> в случаях  $S_N = S_{N'} = 0$  и  $S_N = S_{N'} = 1/2$  (при  $m_N = m_{N'}$ ) такая вершина автоматически С-четна и Т-четна. Таким образом, эффекты Т-неинвариантности в упругом рассеянии электронов на ядрах можно наблюдать лишь для ядер со спинами  $\geq 1$ . Соответствующие Т-нечетные вершины в случае  $S_N = S_{N'} = 1$  изучили Кобзарев, Окунь и Терентьев <sup>/23/</sup>, а общее исследование Т-нечетных мультиполей при любых спинах, начального и конечного ядер проделали Дубовик и Чешков <sup>/30/</sup>, исходя из результатов работы Широкова и Чешкова <sup>/31/</sup>. Оказалось, что существует бесконечная система Р-четных и Т-нечетных мультиполей (магнитные мультиполи И-го рода) которые раньше в мультипольном разложении отпускали (соответствующий Р-нечетный и Т-четный мультиполь - анаполь - обнаружил ранее Я.Б.Зельдович <sup>/32/</sup>). Эффекты нарушения Т-инвариантности возникают вследствие интерференции Т-нечетных и Т-четных мультиполей.

Переходя к количественному обсуждению эффектов Т-неинвариантности в рассеянии на ядрах, заметим, что эти эффекты не могут быть большими уже в силу того, что ядра построены из нуклонов, для которых Т-нечетная вершина запрещена. Возможные эффекты про-

порциональны степени выхода нуклонов за массовую оболочку (0,5%) или же определяются обменными эффектами ( $\sim \frac{m_p}{m_N} \sim 10 + 15\%$ ). Для дейтрона эти величины особенно малы. Кроме того, как заметили Дубовик и Чешков, коэффициент при T-нечетной корреляции определяется интерференцией магнитного квадрупольного II-го рода и электрического квадрупольного. Поэтому наиболее выгодно брать ядра с большими квадрупольными моментами (например, редкоземельные элементы). Отметим также обычное условие, что эффект максимален при больших передачах импульса  $q_V^2$  и больших углах рассеяния электронов. Хотя современные данные (Бучанян, Ерян<sup>/33/</sup>) не исключают 5 + 10% T-инвариантной поляризации дейтронов при рассеянии на неполяризованной мишени и соответствующей асимметрии при рассеянии на поляризованной мишени, представляется неясным может ли быть эффект действительно столь большим. Надежных теоретических оценок порядка величины возможного эффекта несохранения T пока нет.

Заметим, что в тех случаях, когда энергия фотонов достаточна для образования резонансов  $N^*$  и когда эти резонансы действительно играют существенную роль, высказанные соображения неприменимы. Например, в реакциях  $\gamma d \rightarrow np$  при  $E_\gamma \geq 290$  Мев "работает" диаграмма Фиг.3. Поэтому эффекты нарушения T-инвариантности определяются вершиной  $NN^*\gamma$ , а не  $NN\gamma$  и не обязаны быть малыми. Оценки возможного нарушения детального равновесия в этих реакциях рассмотрел Баршай<sup>/34/</sup>. Таким образом, при некоторых специальных условиях можно попытаться искать эффекты нарушения T-инвариантности и в ядерных реакциях, однако, эти специальные условия требуют и специального анализа.

3. Вернемся к вопросу о поисках эффектов T-неинвариантности в реакциях фоторождения  $\gamma N \rightarrow N'\pi$ . Кроме принципа детального равновесия можно проверять следствия теоремы Ватсона<sup>/28/</sup>, сог-

ласно которой из T-инвариантности следует, что

$$S_{\mathcal{P}}^{\gamma N \rightarrow \pi N} = \pm i |S_{\mathcal{P}}^{\gamma N \rightarrow \pi N}| \exp[i \delta_{\mathcal{P}}^{\gamma N \rightarrow \pi N}]$$

где  $\mathcal{J}$  - полный момент, P-четность,  $\delta$  - фаза рассеяния. На первый взгляд, чувствительными способами проверки этой теоремы являются (Диц, фон Гелен<sup>/35/</sup>): а) измерение поляризации нуклона отдачи при неполяризованном падающем фотоне; б) измерение поляризации нуклона отдачи при поляризованном фотоне. Однако, в первом случае взаимодействие в конечном состоянии может дать аналогичный эффект, величину которого трудно точно предсказать. Во втором случае, как показали Диц и фон Гелен<sup>/35/</sup> T-инвариантный вклад в поляризацию невелик и определяется, в основном, фазой  $\delta_{\mathcal{P}}^{\gamma N}$ , известной с хорошей точностью. Если поляризовать фотон перпендикулярно к плоскости реакции, то поляризация нуклона отдачи в том же направлении может достигать 50% (при  $E_{\gamma} \approx 300$  Мэв). Если поляризация фотона лежит в плоскости реакции, то поляризация нуклона (перпендикулярная к плоскости реакции) не может превышать 20%. Эти оценки основаны на модельных представлениях о максимальном нарушении T-инвариантности и могут оказаться значительно завышенными. Впрочем, то же самое можно сказать о всех оценках возможных эффектов нарушения C и T - инвариантности, не основанных на каких-то вполне определенных механизмах этого нарушения. Можно надеяться, что измерение поляризации нуклона отдачи в реакции  $\gamma p \rightarrow \pi p^{+}$  является достаточно чувствительным способом проверки T-инвариантности, но этот способ, конечно, предъявляет весьма высокие требования к эксперименту.

4. Рассмотрим теперь проверку T-инвариантности в реакциях электророждения  $\ell N \rightarrow \ell \Gamma$  (см. Фиг. 4), где  $\ell$  - рассеиваемый лептон,  $N$  - какое-либо ядро,  $\Gamma$  - любой комплекс адронов. Прежде всего

возникает вопрос, нельзя ли ограничиться здесь исследованием лишь конечных состояний лептона т.е. рассматривать сечения, усредненные по всем конечным состояниям Г. а) Если ядро  $N$  неполяризовано, то можно было бы искать поперечную поляризацию лептона  $l'$ ; б) Если ядро  $N$  поляризовано, то можно было бы искать асимметрию в распределении лептонов  $l'$  относительно плоскости реакции (корреляция  $\langle \vec{s} \rangle (\hat{k} \times \hat{k}')$ ). Интерпретацию таких экспериментов облегчает следующая простая, но важная теорема /36/, /37/:

если Т-инвариантность не нарушена, то, в пренебрежении электромагнитными взаимодействиями в конечном состоянии, все "Т-нечетные" корреляции (возникающие вследствие сильного взаимодействия в конечном состоянии и маскирующие эффекты нарушения Т-инвариантности) после усреднения по всем конечным состояниям обращаются в нуль.

Таким образом, наблюдение любой Т-нечетной корреляции в этом случае однозначно свидетельствовало бы о нарушении Т-инвариантности. К сожалению, появление поляризации лептона в реакции на неполяризованном ядре запрещено не только Т-инвариантностью, но и калибровочной инвариантностью. Действительно, представим сечение в виде

$$d\sigma = \sum_f |M|^2 = T^{mn} t_{mn}$$

где  $T^{mn}$  - адронная часть, а  $t_{mn}$  - лептонная. Из калибровочной инвариантности, эрмитовости тока, сохранения  $P$  и Лоренц-инвариантности следует, что

$$t_{mn} = t_{\underline{mn}} - m \varepsilon_{mnlk} s^k q^l$$

$$T_{mn} = A \delta_{mn} + B p_m p_n$$

причем  $t_{mn} = t_{\underline{nm}}$  не зависит от поляризации  $s^k$  лептона. Таким образом поляризация лептона  $l'$  из сечения выпадает.

В случае поляризованного ядра  $N$  подобных ограничений нет и можно искать асимметрию в распределении лептонов отдачи. Численные оценки проводились для энергий, близких к порогу рождения  $N_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}$  - резонанса, причем использовалась модель Гурдэна и Салэна (вершина  $\gamma NN^*$ ). Допустимая величина эффектов нарушения Т-инвариантности определяется степенью согласия этой модели с опытом. Оказывается, что даже при больших значениях  $q^2$  ( $q^2 \approx 64m_\pi^2$ ) и при наиболее выгодных значениях угла  $\theta \approx 45^\circ$  ( $\cos \theta = \hat{k} \cdot \hat{k}'$ ) величина асимметрии  $A$ , определяемой выражением

$$d\sigma \sim 1 + A(q^2, \theta, m_\pi) \langle \vec{s} \rangle (\hat{k} \cdot \hat{k}')$$

не может превышать 10-20%. Отметим, что эти оценки получены в предположении, что  $H_\gamma$  содержит Т-нечетные члены с  $|\Delta I| = 1$ . Если для тока  $K_n$  работает правило отбора  $\Delta I = 0$ , то имело бы смысл искать эффекты несохранения Т вблизи резонансов с изоспином  $I = 1/2$ . Соответствующих численных оценок нет, но сам метод представляется довольно чувствительным, а главное, не испорченным взаимодействием в конечном состоянии тестом нарушения Т-инвариантности. Этим он выгодно отличается от таких экспериментов как поиски аналогичных корреляций в фоторождении нуклонных резонансов  $\gamma N \rightarrow N' N^*$ , где нужно аккуратно оценивать сильное взаимодействие между  $N'$  и  $N^*$ .

Вершину  $\gamma NN^*$  удобнее исследовать в реакции  $\ell N \rightarrow \ell N^*$  (см. фиг. 4). Подробный анализ такой реакции провели Крист и Ли /38/. А) Мишень  $N$  неполяризована. Меряется корреляция  $\vec{s}^* \cdot (\hat{k} \times \hat{k}')$ , для чего необходимо измерять поляризацию  $\vec{s}^*$  резонанса  $N^*$ . Это достигается либо измерением поляриза-

ции конечного нуклона  $N_f$ , возникающего в распаде  $N^* \rightarrow N_f \pi$ , либо исследованием углового распределения этого распада. В первом случае нужно как-то избавляться от фона, чего можно частично добиться, проведя усреднение по направлениям импульса. Тогда получим, что среднее значение  $\vec{S}_{N^*}$  спина  $N^*$  равно

$$\vec{S}_{N^*} = \pm (2\ell + 1) < \vec{S}_f >$$

(Знак (+) соответствует  $\ell = S_{N^*} - 1/2$ , а знак (-) соответствует  $\ell = S_{N^*} + 1/2$ ). Во втором случае задача аналогична задаче фазового анализа и сопряжена с теми же трудностями и неоднозначностями. б) Если мишень поляризована, то можно непосредственно искать корреляцию  $\vec{S}(\hat{k} \times \hat{k}')$ . Как обычно, выгодно большие значения  $q^2$  (большие  $k^2 - k'^2$ ) и ненулевые углы  $\theta$  (при  $\theta = 0$  эффекта нет).

С процессами фоторождения и электророждения тесно связаны реакции типа  $A \rightarrow B e^+ e^-$ , где А и В - какие-либо комплексы адронов (Фиг.5). Крист и Ли<sup>38/</sup> проанализировали реакцию  $\pi p \rightarrow n e^+ e^-$  и нашли, что при низких энергиях Т-нечетная асимметрия (корреляция) типа  $\vec{S}_n [\vec{P}_n \times (\vec{k}_+ + \vec{k}_-)]$  не может превышать 1%. Несмотря на такой результат, исследование этой реакции при больших энергиях может представлять определенный интерес ввиду малости эффектов взаимодействия в конечном состоянии.

На этом мы закончим обсуждение поисков эффектов С и Т-инвариантности в чисто электромагнитных процессах и перейдем к слабым и слабо-электромагнитным реакциям. В слабых процессах в случае  $K_n \neq 0$  должны наблюдаться эффекты несохранения СР порядка  $\alpha$  от основных (в частности, объясняется порядок величины веро-

ятности распада  $K_L \rightarrow 2\pi$ . В других слабых процессах такие поправки заметить трудно, но в слабых радиационных процессах вклады токов  $J_n$  и  $K_n$  должны быть одного порядка. Следует отметить что такие же эффекты могут наблюдаться и при других механизмах нарушения CP-инвариантности<sup>19)</sup>, а поэтому исследование слабых радиационных распадов с этой точки зрения представляет также и самостоятельный интерес. Перейдем к краткому обсуждению эффектов нарушения CP и T инвариантностей в этих процессах.

1. Проверка CP-инвариантности. При несохранении CP запрещенный распад  $K_L \rightarrow (\pi^0 \gamma) \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$  <sup>139)</sup> мог бы идти с вероятностью  $w(K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) \sim 10^{-6} w_{\text{полн.}}$  <sup>19)</sup>. Такая величина не противоречит косвенной оценке  $w(K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) < 10^{-5} w(\text{полн.})$ , полученной из верхней границы для  $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ . Обнаружение этого распада на уровне  $10^{-6} - 10^{-7}$  давало бы прямое доказательство несохранения CP в слабых электромагнитных переходах. Для дополнительной проверки того, что этот процесс идет через один фотон можно измерять  $\frac{w(K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)}{w(K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-)}$ . В однофотонном случае это отношение определяется фазовыми объемами.

2. Можно также искать асимметрию энергетического распределения для  $\pi^+$  и  $\pi^-$  в распадах  $K_{L,S} \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ , аналогичных распадам  $\eta, X \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ . В распаде  $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  основной вклад дает тормозное излучение и эффект здесь поэтому может быть лишь малым <sup>140)</sup>. ( $< 1\%$ ). В распаде  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  тормозного излучения нет, но из-за малого энерговыведения интерференция p и d -волн мала, и ожидаемый эффект не превышает  $1\%$  <sup>141)</sup>. (Экспериментальная оценка:  $w(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma) < 3 \cdot 10^{-3} w(\text{полн.})$  <sup>142)</sup>).

3. Нарушение C и CP-инвариантности приводит также к появлению различия между вероятностями зарядово-сопряженных реакций. Рассмотрим, например, распады  $\Sigma^+ \rightarrow p \gamma$  и  $\bar{\Sigma}^+ \rightarrow \bar{p} \gamma$ . Их дифференциальные вероятности имеют вид:

$$dw = \frac{\Gamma}{2} (1 + a |s_z| \cos \theta) d \cos \theta$$

$$d\bar{w} = \frac{\bar{\Gamma}}{2} (1 + \bar{a} |s_z| \cos \theta) d \cos \theta$$

где  $s_z$  - начальная поляризация  $\Sigma$  или  $\bar{\Sigma}$ , а  $\theta$  - угол распада в системе центра масс. Из сохранения CP следует  $\Gamma = \bar{\Gamma}$ ,  $a = -\bar{a}$  (Вадуев /43/). С учетом того, что распад  $\Sigma^+ \rightarrow n \pi^+$  идет в основном через P-волну можно получить оценку  $0,35 < \frac{\Gamma}{\bar{\Gamma}} < 2$  (Захаров, Кайдалов /44/).

Могут отличаться также вероятности процессов  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$  и  $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \gamma$ . Так как эти распады с точностью 10% объясняются тормозным излучением, величина ожидаемого эффекта здесь не превышает 10%. Интересно также сравнение вероятностей не наблюдавшихся пока процессов  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^-$ , в которых нет вклада тормозного излучения.

4. Для проверки T-инвариантности можно искать T-нечетные корреляции в распадах без взаимодействия в конечных состояниях, например, в распадах  $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu \gamma$  /45/,  $\pi^\pm \rightarrow e^\pm \nu \gamma$  /45/. Возможно также исследование корреляций в распадах с сильновзаимодействующими частицами в конечном состоянии и с открытыми каналами распада, однако, здесь необходимо аккуратно учитывать эффекты сильного взаимодействия (например, знать фазы  $\pi\pi$  - рассеяния). Примеры процессов, в которых можно искать корреляции:  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  /41/,  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$  /47/,  $\Sigma^+ \rightarrow p e^+ e^-$  /43/.

Наконец, следует указать на очень важный эффект T и C-нечетной электродинамики - наличие электрических дипольных моментов у частиц, которые должны возникать за счет интерференции T и C нечетной электродинамики и P-нечетного слабого взаимодействия, и таким образом, должны быть порядка  $e \theta m$ , что для барионов соответствует величине  $10^{-20}$  есм. Сущест-



вующая верхняя граница для нейтрона равна именно этой величине /48/. Увеличение точности измерения дипольного момента нейтрона может дать однозначный ответ на вопрос о существовании нарушения С в электродинамике.

Перечислим в заключение основные эксперименты, в которых ожидаемые эффекты нарушения Т и С - инвариантности в электродинамике могут быть наибольшими:

1. Асимметрия в распаде  $X \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  или в аннигиляции  $p\bar{p} \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ ,  $K^+ K^- \gamma$
2. Нарушение детального равновесия в реакциях  $\gamma p \rightleftharpoons \pi^+ n$ ,  $\gamma n \rightleftharpoons \pi^- p$  при достаточно больших энергиях  $\gamma$  - квантов.
3. Измерение поляризации нуклонов отдачи в реакции  $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ ,  $\gamma n \rightarrow \pi^- p$  с поляризованными  $\gamma$  - квантами при достаточно высоких энергиях  $E_\gamma$ .
4. Асимметрия лептонов отдачи в реакциях электророжения с незадаанными конечными состояниями адронов.
5. Измерение Т-нечетных поляризаций и асимметрий в реакциях электророжения нуклонных резонансов.
6. Разумеется, наиболее прямым подтверждением нарушения С-инвариантности в электродинамике могло бы послужить открытие одной из запрещенных реакций ( $X \rightarrow 2\pi^0 \gamma$ ,  $A_{1,2} \rightarrow \pi^0 \gamma$ ) или указание на неравенство парциальных ширин зарядово-сопряженных реакций.
7. Необходима дальнейшая проверка Т-инвариантности в рассеянии электронов на ядрах и в фотоядерных реакциях. Однако, в этом случае отсутствие эффектов не приведет к существенным ограничениям на величину возможного Т-инвариантного электромагнитного взаимодействия.

Литература.

1. I.H.Christenson, I.W.Cronin, V.L.Fitch, Turlay  
Phys. Rev. Lett. 13, 138 (1964).
2. V.L.Fitch. Доклад на Международной конференции по физике  
высоких энергий, Беркли, 1966.
3. J.M.Gaillard et al. Phys.Rev.Lett. 18, 20 (1967).  
I.W.Cronin et al. Phys. Rev. Lett. 18, 25 (1967).
4. Л.Б.Окунь. УФН 89, 603 (1966).
5. Л.Б.Окунь, ЯФ 1, 938 (1965).  
I.Prentki, M. Veltman, Phys. Lett. 15, 88 (1965).
6. I.Bernstein, G. Feinberg, T.D.Lee. Phys.Rev. 139, B1650 (1965).
7. T.D.Lee, L.Wolfenstein, Phys.Rev. 138, B1490 (1965).  
М.В.Терентьев, Письма ЖЭТФ, 1, 26 (1965).
8. С.М.Бименский, Письма ЖЭТФ 3, 118 (1966).
9. F.Salzman, G.Salzman, Phys.Lett. 15, 91 (1965).  
В.А.Арбузов, А.Т.Филиппов, Phys.Lett. 20, 537(1966),  
21, 771 (1966); препринт ОИЯИ, P2-3067 (1966), Дубна.
10. L.Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. 13, 562 (1964).
11. T.D.Lee, C.N.Yang, Phys. Rev. 104, 254 (1956)  
И.Ю.Кобзарев, Л.Б.Окунь, И.Я.Померанчук. ЯФ 3, 1154(1966).
12. T.D.Lee. Phys. Rev. 140, B 959 (1965).
13. T.D.Lee, G.C.Wick, Phys. Rev. 148, 1385 (1966).
14. В.И.Огмиевский, Чжоу Гуан-чжао. ЖЭТФ 36, 164 (1959).
15. Б.А.Арбузов, А.Т.Филиппов Препринт ОИЯИ, E2-3089, (1966),  
Дубна.
16. T.D.Lee. СТАТЬЯ В КНИГЕ "Preludes in Theoretical  
Physics", North-Holland Publish. Comp, Amsterdam, 1966.
17. A.M.Chops et al. Phys.Lett. 22, 546 (1966).
18. В.Кутын, В.Петрухин, Ю.Прокошкин, Письма ЖЭТФ, 2, 387(1965).  
J.Duclos et al. Phys.Lett. 19, 253 (1965).

19. В.И.Захаров, А.Б.Кайдалов, ЖЭТФ 50, 283 (1966).
20. F.S.Crawford et al. Phys.Rev.Lett. 16, 333 (1966).
21. A.Rittenberg, G.R.Kalbfleisch, Phys.Rev.Lett. 15, 556 (1965).
22. B.Barrett, T.N.Truong, Phys.Rev. 147, 1161 (1966).
23. И.Ю.Кобзарев, Л.Б.Окунь, М.В.Терентьев, Письма ЖЭТФ 2, 466 (1965).
24. V.B.Berestetsky, Phys. Lett. 21, 554 (1966).
25. German Bubble Chamber Collaboration. Nuovo Cim. 46 A, 795 (1966).
26. В.Н.Байер, Письма ЖЭТФ 2, 330 (1965).
27. M.C.Chen, препринт SLAC-PUB- 243 (1966).
28. K. Watson, Phys. Rev. 95, 228 (1954).
29. N.Crist, T.D.Lee. Phys. Rev. 148, 1520 (1966).
30. В.М.Дубовик, А.А.Чешков, ЖЭТФ 51, 165 (1966), 51, 1170 (1966).
31. А.А.Чешков, Ю.М.Широков, ЖЭТФ 44, 1972 (1965).
32. Я.Б.Зельдович, ЖЭТФ 33, 1531 (1957).
33. C.D.Buchanan, M.R.Yearian, Phys.Rev. Lett. 15, 303 (1965).
34. S.Barshay, Phys. Rev.Lett. 17, 49 (1966).
35. K.Dietz, G.Von Gehlen, Nuovo Cim. 42, 537 (1966).
36. B.M.Berman, N.Veltman, Phys.Lett. 12, 275 (1964).
37. C.A.Piketty, Nuovo Cim. 44, 39 (1966).
38. N.Crist, T.D.Lee, Phys.Rev. 143, 1310 (1966).
39. G.L.Glashow, M.Baker, Nuovo Cim. 25, 857 (1962).
40. В.В.Солдывьев, М.В.Терентьев, Письма ЖЭТФ 2, 336 (1965).
41. А.Д.Долгов, Л.А.Нономарев, ЯФ 4, 367 (1966).
42. В.М.К.Nefkens et al. Phys. Lett. 19, 706 (1966).
43. Б.Н.Валуев, препринт ОИЯИ, р-2823, (1966), Дубна.
44. В.И.Захаров, А.Б.Кайдалов, Письма ЖЭТФ 4, 273 (1966).
45. I.L.Gervais et al. Phys.Lett. 20, 432 (1966).

46. А.И.Вайнштейн, Б.Л.Иоффе, Письма КЭТФ 3, 333 (1966).

47. D.Cline, Phys. Rev. Lett. 16, 367 (1966).

48. I.Smith, E.Purcell, N.Ramsey, Phys.Rev. 108, 120 (1957).

Дискуссия

Л.А.Халфин: Я хотел бы обратить внимание на возможность проверки C-инвариантности электромагнитных взаимодействий адронов в экспериментах со встречными электрон-позитронными пучками и на использование этих тестов для возможного различия между собой нестабильных элементарных частиц и резонансов.

Рассмотрим для примера реакцию:



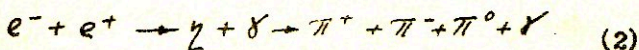
По аналогии с тестом Пайса легко показать, что в предположении C-инвариантности реакции (I) справедливо

$$\frac{dG^-(\theta)}{d\Omega} = \frac{dG^+(\pi-\theta)}{d\Omega} \quad (*)$$

где  $\frac{dG^-(\theta)}{d\Omega}$ ,  $\frac{dG^+(\pi-\theta)}{d\Omega}$  - дифференциальные сечения

образования  $\pi^-$  и  $\pi^+$  мезонов соответственно под углами  $\theta$ ,  $(\pi-\theta)$ .

Если предположить, что (I) идет как двухступенчатая реакция



то при дополнительном предположении, что распад  $\eta$ -мезона не зависит "от приготовления", то есть что  $\eta$ -мезон элементарная нестабильная частица, помимо (\*) должно быть выполнено

$$\frac{dG^-(\theta)}{d\Omega} = \frac{dG^+(\pi-\theta)}{d\Omega} \quad (**)$$

Если же  $\eta$  - просто резонанс, то (\*) должно быть выполнено в силу C-инвариантности, а (\*\*) будет нарушено.

Реакции типа (I) находятся на пределе современных экспериментальных возможностей ( при оптимальных энергиях сечение порядка  $10^{-30}$  см.<sup>2</sup> ), однако я хотел обратить на них внимание, так как фактически это — первая возможность экспериментально обнаружить разницу между нестабильными элементарными частицами и резонансами.

Таблица I

	Сильные взаимодействия	Электромагнитные взаимодействия		Слабые взаимодействия
P	$\lesssim 10^{-5}$ ( переходы в ядрах )	$\lesssim 10^{-3}$ ( фотоядерные переходы )		не сохраняется
C	$\lesssim 10^{-2}$ ( асимметрия в $p\bar{p} \rightarrow \dots$ )	$ \Delta I  \geq 1$	$\Delta I = 0$	не сохраняется
		$\lesssim 10^{-2}$	?	
T	$\lesssim 10^{-2}$ ( ядерные реакции )	$ \Delta I  \geq 1$	$\Delta I = 0$	$\lesssim 5 \cdot 10^{-2}$ (запрещенные корреляции)
		$\lesssim 5 \cdot 10^{-2}$	?	
CP	см. C и P	см. C и P		$\sim 2 \cdot 10^{-3}$ ( $K_L \rightarrow 2\pi$ )

Фиг. 1

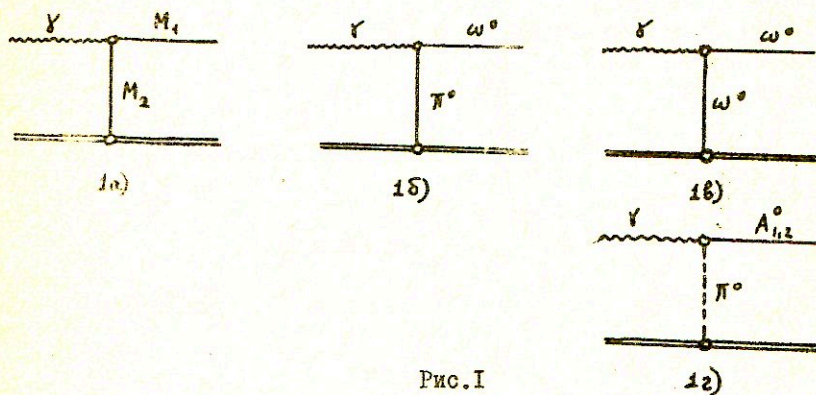


Рис. I

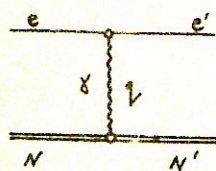


Рис. 2

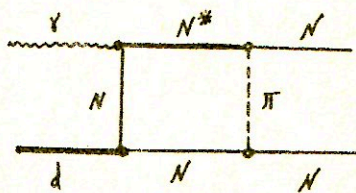


Рис. 3

Фиг. 4

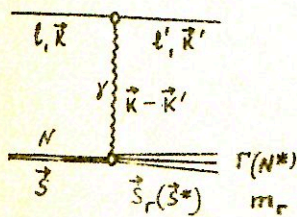


Рис. 4

Фиг. 5

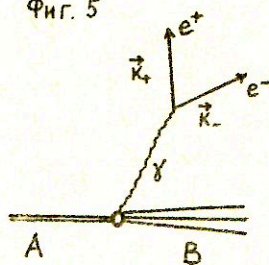


Рис. 5

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

ЧУВИЛО И.В.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Проблемы электромагнитных свойств элементарных частиц связаны с решением нескольких аспектов создания стройной картины наших представлений о мире элементарных частиц и свойств взаимодействий между ними. В данном обзоре мы коснемся не всех имеющихся здесь проблем. Например, мы не будем касаться электромагнитных свойств лептонов. Это обусловлено тем, что их электромагнитные характеристики хорошо соответствуют ожидаемым из того обстоятельства, что лептоны являются частицами со спином  $S = \frac{1}{2} \hbar$ , описываемыми уравнением Дирака в рамках теперешних представлений квантовой электродинамики. Обсуждаемый здесь круг вопросов относится к проблеме о границах применимости этой теории и как, например, вопрос о форм-факторах нуклонов, может быть предметом специального обзора. Не будем мы касаться и очень интересного вопроса о  $CP$ -инвариантности



электромагнитных взаимодействий, который, возможно, имеет отношение к некоторым важным аспектам распадных свойств частиц.

Ниже мы рассмотрим ситуацию в некоторых аспектах электромагнитных свойств сильно взаимодействующих частиц - адронов. Интерес к этому направлению исследований значительно возрос в последнее время в связи с развитием новых идей с симметриях в мире элементарных частиц и некоторых моделей для объяснения их свойств. Поэтому представляется интересным суммировать имеющие к этим идеям отношение основные экспериментальные факты и выяснить, какие узловые проблемы должны быть изучены в обсуждаемом круге вопросов.

### I. Электрические заряды и магнитные моменты.

1) Электрические заряды. Все хорошо известные сейчас частицы, кроме  $\Delta^{++}$ , либо нейтральны, либо имеют единичный заряд. Это соответствует правилам, следующим из требования заполнения

а) изотопических мультиплетов с  $T \leq 3/2$ ,

б) мультиплетов  $SU(3)$ - симметрии: синглетов, октетов и декуплетов,

в) мультиплетов  $SU(6)$ - симметрии: 35-плета мезонов и 56 - плета барионов.

Имеются ещё нейтральные и однозарядные частицы, места которых в систематиках на основе высших симметрий пока не найдены. Но и сведения об их спинах и четностях  $J^P$  не всегда достаточно определены.

Вопрос о величинах и знаках зарядов частиц далеко не так тривиален, как это может показаться на первый взгляд. По существу речь идёт о правилах квантования электрического заряда частиц: целочисленен ли он заряду электрона? И априорного ответа на такой вопрос не существует. Тем более сейчас, когда в ряде популярных теоретических схем постулируется существование реальных частиц с дробным электрическим зарядом - кварков, этих "кирпичиков" праматерии, из которых создаются все остальные частицы. Пока экспериментальная ситуация такова: кварки, тяжелые частицы с электрическими зарядами, равными  $-\frac{1}{3}e$  и  $+\frac{2}{3}e$  ни в опытах на ускорителях, ни в опытах с частицами в космическом излучении не обнаружены.

## 2) Магнитные моменты.

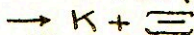
В табл. I приведены экспериментально известные сведения<sup>1)</sup> о магнитных моментах некоторых барионов, а также соотношения между ними, предсказываемые  $SU(3)$  и  $SU(6)$  - симметриями. В пределах ошибок опытов имеется хорошее согласие измеренных и предсказанных соотношений между величинами  $\mu_B$

Методы измерений  $\mu_p$  и  $\mu_n$  общеизвестны. Напомним проблемы, связанные с экспериментальным измерением  $\mu_B$  у гиперонов. Метод основан на измерении угла прецессии  $\varphi_0$  магнитного момента  $\mu_B$  фермиона со спином  $S = \frac{1}{2} \hbar$  в магнитном поле  $H$  большой напряженности:

$$\varphi_0 = \mu_B \frac{e}{M_B \cdot c^2} \cdot \frac{H \cdot l}{\beta} \quad (1)$$

по прохождении им расстояния  $l$  в магнитном поле со скоростью  $\beta = v/c$ .

Угол прецессии  $\psi_0$  может быть измерен по повороту на этот угол вектора поляризации  $\vec{P}$  ансамбля поляризованных гиперонов  $\Lambda$ , генерированных в реакциях типа



Вектор поляризации  $\vec{P}$  направлен вдоль нормали  $\vec{n}$  к плоскости протекания реакции и его величина и направление относительно  $\vec{n}$  известны как функции углов генерации гиперонов и энергий взаимодействующих частиц. Детектором поворота является угловое распределение распадов гиперонов относительно нормали к плоскости их рождения, которое в отсутствии магнитного поля будет иметь вид

$$dN \sim (1 + k \cdot \alpha \cdot P \cos \psi) d\psi \quad (2)$$

где  $k$  - некоторый геометрический фактор, а  $\alpha$  - коэффициент асимметрии в нелептонных распадах гиперонов, а при включении магнитного поля это угловое распределение гиперонных распадов изменится и примет вид

$$dN \sim [1 + k \cdot \alpha \cdot P \cos (\psi + \psi_0)] d\psi \quad (3)$$

Величины коэффициентов асимметрии  $\alpha$  в различных каналах распадов гиперонов, которые можно видеть в табл.2. Из приведенных в ней данных следует, что описанным методом не удастся определить магнитные моменты  $\Sigma^0$  и

$\Sigma^-$  - гиперонов. Сведения о  $\mu_{\Sigma^0}$ , приведенные в табл. I, получены из анализа<sup>2)</sup> данных о дифференциальных сечениях и поляризационных свойствах реакции



Кроме указанных соотношений, изотопическая симметрия дает связь между магнитными моментами  $\Sigma^-$  гиперонов:

$$\mu_{\Sigma^+} + \mu_{\Sigma^-} = 2\mu_{\Sigma^0} \quad (4)$$

По-видимому, использование этого соотношения сейчас является единственным способом узнать численную величину  $\mu_{\Sigma^-}$

## II. Электромагнитное расщепление масс в изотопических мультиплетах.

Массы многих частиц сейчас довольно хорошо измерены и поэтому имеется возможность изучить вопрос об электромагнитном расщеплении масс различных частиц в изотопических мультиплетах и проверить некоторые основные положения современных теоретических схем, претендующих на объяснение этого явления.

Напомним, что в рамках изотопической инвариантности в первом порядке по электромагнитной константе  $\alpha$  для масс триплета  $\Sigma^-$  гиперонов получается соотношение

$$M_{\Sigma^+} + M_{\Sigma^-} = 2M_{\Sigma^0}$$

которое абсолютно не соответствует опыту. Таким образом, разность масс членов одного изотопического мультиплета обусловлена электромагнитным взаимодействием во втором порядке по  $\alpha$ . Это очевидно, так как в обсуждаемый эффект

дают вклад процессы испускания и поглощения фотонов. По-  
этому первое соотношение в рамках изотопической симметрии  
возникает для масс четырех частиц  $\Delta_{1238}$  - изобары с  
изотопическим спином  $T=3/2$ . Оно имеет вид

$$M_{\Delta^{++}} - 3M_{\Delta^+} + 3M_{\Delta^0} - M_{\Delta^-} = 0 \quad (5)$$

и пока ещё хорошо не проверено, хотя известные данные о  
массах частиц этой изобары и не противоречат ему. Здесь  
следует сделать замечание о том, что наши знания резонанс-  
сных значений эффективных масс частиц пока ещё не очень  
определены. Обусловлено это тем обстоятельством, что  
получение этих величин связано с необходимостью обрабаты-  
вать экспериментальные данные в условиях, когда эффект  
резонансного взаимодействия наблюдается в присутствии, как  
правило, довольно значительного фона от нерезонансного  
взаимодействия. Это может исказить форму резонансной кри-  
вой и дать неправильное значение резонансной массы.

В рамках  $SU(3)$ - симметрии получен ряд соотношений  
между величинами масс частиц в изотопических мультиплетах.  
В октете барионов с  $J^P = 1/2^+$  имеет место соотношение

$$(M_{\Xi^-} - M_{\Xi^0}) - (M_p - M_n) = M_{\Sigma^-} - M_{\Sigma^+} \quad (6)$$

которое при подстановке экспериментальных значений масс  
выглядит следующим образом:  $(6,50 \pm 1,20)$  Мэв + 1,29 Мэв =  
=  $(7,97 \pm 0,17)$  Мэв. Здесь необходимо уточнение величины  
массы  $\Xi^0$  гиперона, которая сейчас известна с большой  
ошибкой.

В декуплете барионов с  $J^P = 3/2^+$  получается, во-первых, соотношение

$$M_{\Sigma^{*-}} - M_{\Sigma^{*+}} = M_{\Delta^-} - M_{\Delta^+} \quad (7)$$

Его правая часть экспериментально хорошо не измерена. Однако, используя изотопическое соотношение (5), получим

$$(5,8 \pm 3,9) \text{ Мэв} = (5,3 \pm 6,0) \text{ Мэв}$$

Во-вторых, имеем соотношения

$$M_{\Sigma^{*0}} - M_{\Sigma^{*+}} = M_{\Delta^0} - M_{\Delta^+} = M_{\Sigma^{*0}} - M_{\Sigma^{*+}} \quad (8)$$

где первые два числа экспериментально выглядят следующим образом

$$(4,9 \pm 3,0) \text{ Мэв} = (5,7 \pm 3,0) \text{ Мэв} ,$$

а последнее пока не известно.

В  $SU(6)$ - симметрии электромагнитное расщепление масс изотопических мультиплетов дается трехпараметрической формулой

$$M = a \cdot Q + b \cdot Q^2 + c [3U(U+1) - 2J(J+1)] \quad (9)$$

Предсказания этой формулы при некотором выборе коэффициентов и соответствующие экспериментальные данные для некоторых пар барионов - членов изотопических мультиплетов из барионного 56 - плета  $SU(6)$ - симметрии можно видеть в табл.3. В общем имеет место вполне разумное согласие вычисленных и измеренных величин, хотя последние и нуждаются в дальнейшем уточнении.

III. Радиационные распады псевдоскалярных мезонов.

1)  $\pi^0$ - мезон распадается по схеме



Опубликованные до сих пор<sup>3)</sup> результаты измерений времени жизни  $\pi^0$ - мезона  $\tau_{\pi^0}$  приведены в табл. 4. Имеется три класса экспериментов:

а) измерение распределения расстояний конверсии пар Далица от  $\pi^0$ - мезонов в  $K_{\pi 2}^+$ - распаде с помощью фотоэмульсий;

б) тоже, но для  $\pi^0$ - мезонов от неупругих пион-ядерных взаимодействий, как с помощью фотоэмульсионной техники, так и с помощью счётчиковой;

в) исследование фоторождения  $\pi^0$ - мезонов в кулоновом поле тяжелого ядра и анализ данных по методу Примакова. Первая группа опытов и фотоэмульсионный опыт из второй группы дают совпадающие результаты со средним значением

$$\tau_{\pi^0} = (1,55 \pm 0,3) \cdot 10^{-16} \text{ сек}$$

Опыты, выполненные с электронной методикой, дают результаты со средним значением

$$\tau_{\pi^0} = (0,82 \pm 0,15) \cdot 10^{-16} \text{ сек или } \Gamma_{\pi^0} = 8,0 \text{ эв.}$$

Среднее взвешенное всех измерений дает

$$\tau_{\pi^0} = (0,93 \pm 0,14) \cdot 10^{-16} \text{ сек} \quad (11)$$

Если отбросить результат, полученный по анализу эффекта Примакова, то получаем для средне взвешенного значения времени жизни  $\pi^0$  мезона величину

$$\tau_{\pi^0} = (1,3 \pm 0,2) \cdot 10^{-16} \text{ сек} \quad (12)$$

что соответствует  $\Gamma_{\pi^0} = 5,1 \text{ эв.}$

Несколько слов о теоретических оценках  $\tau_{\pi^0}$ .

С помощью техники дисперсионных соотношений Гольдбергер и Тримэн<sup>4)</sup> вычислили для  $\tau_{\pi^0}$  величину  $0,5 \cdot 10^{-16}$  сек.

Модифицированные расчёты по этому методу, проведенные Бозе<sup>5)</sup>, привели к результату  $\tau_{\pi^0} = 1,4 \cdot 10^{-16}$  сек, а использование<sup>6)</sup> в этом методе соотношений  $SU(3)$ -симметрии приводит к результату  $\tau_{\pi^0} = 1,3 \cdot 10^{-16}$  сек.

2) Другой псевдоскалярный мезон,  $\eta^0$  - мезон, также как и  $\pi^0$  мезон, распадается по схеме



с относительной вероятностью  $\frac{\Gamma(2\gamma)}{\Gamma(\eta^0)} = 0,314 \pm 0,022$ .

Имеется множество теоретических оценок, дающих значение  $\Gamma(\eta^0)$  в весьма широких пределах от нескольких десятков эв до нескольких кэв. Например, техника дисперсионных соотношений с использованием соотношений  $SU(3)$ -симметрии приводит к результату<sup>6)</sup>

$$\frac{\Gamma_{\eta^0}(2\gamma)}{\Gamma_{\pi^0}(2\gamma)} = A^2 \left( \frac{m_{\eta^0}}{m_{\pi^0}} \right)^3 \quad (14)$$

где коэффициент  $A$  имеет значение  $0,5 - 0,4$ . Напомним, что в  $SU(3)$ -симметрии этот коэффициент равен  $\frac{1}{\sqrt{3}} = 0,58$ . Таким образом, исходя из  $\tau_{\pi^0} = 1,3 \cdot 10^{-16}$  сек, имеем

$$\Gamma_{\eta^0} \approx 200 \text{ эв}$$

или  $\tau_{\eta^0} \approx 3,3 \cdot 10^{-18}$  сек

На данную конференцию представлены данные<sup>7)</sup> по фоторождению  $\eta^0$  - мезона на ядрах и результаты их анализа в рамках модели Примакова. Из них следует, что



$$\Gamma_{\eta^0}(2\gamma) = (1,0 \pm 0,5) \text{ кэВ}$$

или

$$\tau_{\eta^0} = 0,23 \cdot 10^{-18} \text{ сек} \quad (14a)$$

Это значит, что  $\Gamma_{\eta^0}(2\gamma)/\Gamma_{\pi^0}(2\gamma) \approx 100-200$  (15)

и возможные в будущем (см. например <sup>8)</sup> уточнения распадных свойств  $\eta^0$ - мезона не изменят качественного характера этого следствия. Напомним, что в  $SU(3)$ - симметрии для этого отношения предсказывается величина, равная 23. Видим, что экспериментальное значение обсуждаемой величины значительно больше её теоретически предсказанного значения, но требуется существенное улучшение экспериментальных данных.

3. Относительные вероятности различных каналов распада

$\eta^0$  - мезона имеют следующие величины

нейтральные 72,9%	{	$\gamma\gamma$	$31,4 \pm 2,2$
		$\pi^0\gamma\gamma$	$20,5 \pm 3,5$
		$3\pi^0$	$21,0 \pm 3,2$
заряженные 27,1%	{	$\pi^+\pi^-\pi^0$	$22,4 \pm 1,8$
		$\pi^+\pi^-\gamma$	$4,6 \pm 0,8$
		остальные	$< 0,1$

Теоретические оценки относительных вероятностей различных мод распада  $\eta^0$  - мезона обычно проводились в рамках полюсных моделей. Обычно эти оценки находились не в очень удовлетворительном согласии с экспериментальными данными.

В рамках алгебры токов также оценивались эти эффекты. Например, получено<sup>9)</sup>

$$r = \frac{\Gamma_{\eta^0}(\pi^+\pi^-\gamma)}{\Gamma_{\eta^0}(2\gamma)} = \frac{11,1 \cdot 10^{-3}}{(4\pi)^3} \left( \frac{4\pi}{e^2} \right) \left( \frac{m_{\eta^0}}{0,96 m_{\pi}} \right) B^2 = 0,21 B^2 \quad (16)$$

где

$$B = \frac{1 - \sqrt{2} \operatorname{tg} \alpha}{1 - 2\sqrt{2} \operatorname{tg} \alpha}$$

коэффициент, учитывающий  $X^0\eta^0$ - перемешивание, тангенс угла которого равен

$$\operatorname{tg} \alpha = \pm 0,185$$

Таким образом

$$r = \begin{cases} 0,50 & \text{для } \operatorname{tg} \alpha = + 0,185 \\ 0,14 & \text{для } \operatorname{tg} \alpha = - 0,185 \end{cases}$$

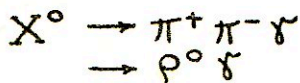
Экспериментальное отношение имеет значение

$$r = 0,146$$

Если все эти рассуждения верны, то тогда имеем значение угла  $X^0\eta^0$ - перемешивания

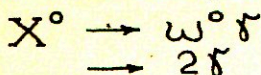
$$\alpha = - 10,5^\circ$$

4. Квантовыми числами  $\eta^0$ - мезона обладает также  $X^0$ - мезон с массой 958 Мэв и шириной менее 4 Мэв. Таким образом, имеет смысл посмотреть и его радиационные моды распада. Один из таких каналов известен. Это распады по схемам

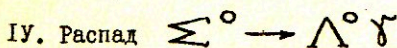


суммарная относительная вероятность которых оценивается

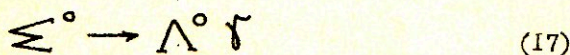
величиной 25%. О модах распада



и других распадах этого типа достоверных сведений пока не имеется.



Из барионов радиационный распад испытывает  $\Sigma^{\circ}$ -гиперон по схеме



с энерговыделением 77 Мэв. Поскольку относительная  $\Sigma\Lambda$ -четность положительна, то этот распад идёт за счёт магнитного дипольного перехода. Прямых измерений времени жизни  $\Sigma^{\circ}$ -гиперона пока не сделано. Имеются оценки, что

$$\tau_{\Sigma^{\circ}} \leq 1 \cdot 10^{-14} \text{ сек} \quad (18)$$

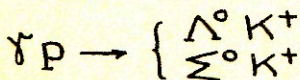
Распад (17) описывается магнитным моментом  $\Sigma\Lambda$ -перехода  $\mu_{\Sigma\Lambda}$ , для которого  $SU(3)$ -симметрия предсказывает значение

$$\mu_{\Sigma\Lambda} = -\frac{\sqrt{3}}{2} \mu_n$$

где  $\mu_n$  - магнитный момент нейтрона. Тогда вероятность этого распада равна

$$W(\Sigma^{\circ} \rightarrow \Lambda^{\circ} \gamma) = \frac{3}{2} \alpha \cdot \mu_n^2 \frac{1}{M_{\Sigma}^2} \left( \frac{M_{\Sigma^{\circ}}^2 - M_{\Lambda^{\circ}}^2}{2M_{\Sigma^{\circ}}} \right)^3 \quad (19)$$

Оценки величины  $\mu_{\Sigma\Lambda}$  были сделаны<sup>10)</sup> при анализе свойств реакций



Полученное при этом значение

$$M_{\Sigma\Lambda} = -0,15 \text{ м я} \quad (20)$$

не соответствует предсказаниям  $SU(3)$ - симметрии ( $M_{\Sigma\Lambda} = -1,85 \text{ м я}$ ) на порядок величины.

#### У. Радиационные ширины векторных мезонов.

Кроме обсужденных выше радиационных распадов псевдоскалярных мезонов и  $\Sigma^0$ - гиперона экспериментально известны, а также в принципе возможны и другие радиационные переходы между элементарными частицами. Поскольку основная масса частиц распадается за счёт сильного взаимодействия, то очевидно, что в этих условиях относительные ширины радиационных распадов как правило малы. Это и накладывает определенный отпечаток на качество наших экспериментальных сведений об этих явлениях. Известные сейчас данные об электромагнитных распадах элементарных частиц характеризуются невысокой точностью, а зачастую вообще неопределенны. Это положение можно проиллюстрировать на примере радиационного распада  $\omega^0$ -мезона по схеме

$$\omega^0 \rightarrow \pi^0 \gamma \quad (21)$$

Из приписываемой в настоящее время этому распаду относительной вероятности  $(9,7 \pm 0,8)\%$  и полной ширины  $\omega^0$ - мезона  $(11,9 \pm 15)$  Мэв получаем значение ширины для распада (21)

$$\Gamma_{\omega^0(\pi^0 \gamma)} = (1,15 \pm 0,15) \text{ Мэв} \quad (22)$$

Эту же величину можно найти в рамках весьма широко используемых для этих целей моделей для описания реакции фоторождения  $\omega^0$ - мезона

$$\gamma + p \rightarrow \omega^0 + p \quad (23)$$

имеющей сечение масштаба 5 мбарн.

И вот в рамках модели однопионного обмена с формфактором Амальди и Селлери получаем<sup>II)</sup>

$$\Gamma_{\omega^0}(\pi^0 \gamma) = (0,67 \pm 0,25) \text{ Мэв} \quad (24)$$

Какая же из этих величин  $\Gamma_{\omega^0}(\pi^0 \gamma)$  является действительной шириной распада (21)? И здесь оказывается, что этот распад в действительности имеет место, но его энергетическая ширина из прямых измерений не определена. Возможно, что кроме распада (21) в  $(9,7 \pm 0,8)\%$  дает вклад ещё какой-то распад на нейтральные частицы (например  $\omega^0 \rightarrow \eta^0 \gamma$  и т.д.) и тогда  $\Gamma_{\omega^0}(\pi^0 \gamma)$  будет больше соответствовать значению (24). Этот пример весьма характерен для ситуации сегодняшнего дня. Поэтому излагаемый ниже материал о радиационных распадах других мезонов носит в основном характер оценок и постановок вопросов, а не систематическое изложение хорошо известных экспериментальных фактов.

Теперь о распадах других векторных мезонов на псевдоскалярный мезон и  $\gamma$ -квант по схеме

$$V \rightarrow P \gamma$$

Распад  $\rho^0$ -мезонов по схеме

$$\rho^0 \rightarrow \pi^0 \gamma \quad (25)$$

до сих пор в опытах с пузырьковыми камерами или какой-либо другой методикой не наблюдался и это дает оценку для верхней границы относительной вероятности этого распада величину

$$\Gamma_{\rho^0}(\pi^0 \gamma) / \Gamma_{\rho^0} < 4 \cdot 10^{-3}$$

откуда, полагая  $\Gamma_{\rho^0} = 140 \text{ Мэв}$ , имеем

$$\Gamma_{\rho^0}(\pi^0\gamma) < 0,56 \text{ Мэв} \quad (26)$$

Из попыток найти распады  $\rho^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\gamma$  получены оценки верхних границ для соответствующих ширин

$$\begin{aligned} \Gamma_{\rho^-}(\pi^-\gamma) &< 0,7 \text{ Мэв} \\ \Gamma_{\rho^+}(\pi^+\gamma) &< 2 \text{ Мэв} \end{aligned} \quad (27)$$

Другой подход к определению величины  $\Gamma_{\rho^0}(\pi^0\gamma)$  основан на анализе данных о фоторождении  $\rho^0$ -мезонов на протонах в реакции



сечение которой имеет величину масштаба 15 мбарн.

В большой группе работ по этому вопросу экспериментальные данные анализировались в рамках либо чистой модели однопионного обмена, либо модели однопионного обмена с дифракционным рассеянием. Полученные таким образом сведения о  $\Gamma_{\rho^0}(\pi^0\gamma)$  варьируются в весьма широких пределах от 0,1 Мэв до (1,65 + 0,5) Мэв. В последней наиболее детальной работе <sup>II)</sup> по этой проблеме такой анализ, если положить  $\Gamma_{\omega^0}(\pi^0\gamma) = 0,67 \text{ Мэв}$ , дает

$$\Gamma_{\rho^0}(\pi^0\gamma) = (0,055 \pm 0,040) \text{ Мэв} \quad (29)$$

В этой же работе получено заключение, что

$$\Gamma_{\rho^-}(\pi^-\gamma) < 0,45 \text{ Мэв} \quad (30)$$

Надежных оценок относительной вероятности распада



в настоящее время не имеется. Грубо говоря, для её верхнего предела можно положить величину в несколько процентов, что дает  $\Gamma_{\psi^0}(\pi^0\gamma) < 0,5 \text{ Мэв}$ . Это, конечно, ни с какой точки

зрения нас не может удовлетворить. Как и в предыдущих случаях, можно обратиться к анализу данных о реакции фоторождения  $\Psi^0$ - мезона:



которая характеризуется сечениями порядка  $0,5 \mu\text{барна}$ . Суммарные экспериментальные данные об отношениях сечений фоторождения  $\rho^0$ -,  $\omega^0$ - и  $\Psi^0$ - мезонов и их теоретически ожидаемые значения в различных моделях приведены в табл.5. Из неё видно, что ни одна из популярных сейчас моделей не объясняет данных о фоторождении  $\Psi^0$ - мезона. Таким образом, на этом пути серьезных надежд определить значение  $\Gamma_{\Psi^0}(\pi^0\gamma)$  не имеется. Приводимые иногда оценки, что

$$\Gamma_{\Psi^0}(\pi^0\gamma) = (0,6 \pm 0,4) \text{ Мэв} \quad (33)$$

сейчас не противоречат верхней оценке этой величины из того факта, что этот распад не наблюдался. Но здесь следует заметить, что такая величина  $\Gamma_{\Psi^0}(\pi^0\gamma)$  полностью противоречит всем более или менее популярным сейчас теоретическим построениям ( алгебра токов, полюсные модели,  $SU(6)$ , модель кварков и т.п.).

Наконец, несколько слов о распаде последнего векторного мезона, а именно  $K^*_{890}$ - мезона, по схеме



Здесь также нет сведений о прямом наблюдении этого распада, что означает, что

$$\Gamma_{K^*}(K\gamma) < 5 \text{ мэв}$$

К оценке этой величины можно подойти и по другому пути. Если узнать из каких-либо соображений константу  $g_{K^*K\gamma}$ , то

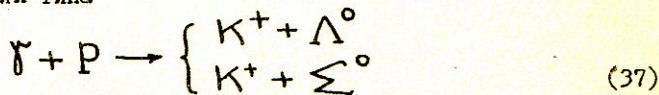
$\Gamma_{K^*}(K\gamma)$  можно вычислить, пользуясь известной формулой

$$\Gamma_V(P\gamma) = \frac{1}{24} \frac{\alpha g_{V\pi\pi}^2}{4\pi} m_V \left(1 - \frac{m_\pi^2}{m_V^2}\right)^3 \quad (35)$$

что для рассматриваемого распада дает

$$\Gamma_{K^*}(K\gamma) = 0,26 \frac{g_{K^*K\gamma}^2}{4\pi} \text{ мэВ} \quad (36)$$

Константа  $\frac{g_{K^*K\gamma}^2}{4\pi}$  может быть получена из анализа данных о реакциях типа



Основываясь на различных оценках <sup>12)</sup>, можно получить значения константы  $\frac{g_{K^*K\gamma}^2}{4\pi}$  в весьма широких пределах, заключенных от 0,1 до 1 и тогда из (36) получим, что по порядку величины не противоречит предсказаниям SU(6)-симметрии. Однако очевидно, что здесь необходимо существенное улучшение экспериментальных данных.

Сводные данные по обсуждаемому вопросу о радиационных ширинах типа  $\Gamma_V(P\gamma)$  для векторных мезонов приведены в табл.6. Они наглядно иллюстрируют оценку ситуации в обсуждаемом вопросе, которая была приведена в начале данного раздела. Видно, что точность имеющихся экспериментальных данных ещё далека от того, чтобы можно было говорить о реалистическом сравнении с предсказаниями тех или иных теоретических построений.

#### VI. Лептонные распады векторных мезонов.

В данном разделе речь будет идти о распадах нейтральных векторных мезонов по схемам



$$V^0 \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} e^+ e^- \\ \mu^+ \mu^- \end{array} \right.$$

которые происходят за счёт виртуальных переходов между этими мезонами и фотонами, а последние конвертируют в лептон-антилептонные пары. Вероятность такого процесса определяется выражением

$$\Gamma_{V^0}(\ell^+ \ell^-) = \frac{4\pi}{3} \alpha^2 \frac{g_{V^0}^2}{m_V^3} \left( 1 + 2 \frac{m_\ell^2}{m_V^2} \right) \times \\ \left( 1 - 4 \frac{m_\ell^2}{m_V^2} \right)^{1/2} \cong \frac{4\pi}{3} \alpha^2 \frac{g_{V^0}^2}{m_V^3} \quad (40)$$

так как произведение двух скобок равно единице как для  $e^+ e^-$ -пар, так и для  $\mu^+ \mu^-$ -пар с точностью 0,2%. Таким образом, вероятности распадов любого нейтрального векторного мезона по первому и по второму каналам равны. В

$SU(6)$ -симметрии для ширины этих распадов получается соотношение

$$\Gamma_{\rho^0}(\ell^+ \ell^-) : \Gamma_{\omega^0}(\ell^+ \ell^-) : \Gamma_{\varphi^0}(\ell^+ \ell^-) = 9 : 1 : 0,84 \quad (41)$$

откуда для относительных вероятностей имеем

$$\frac{\Gamma_{\rho^0}(\ell^+ \ell^-)}{\Gamma_{\rho^0}} : \frac{\Gamma_{\omega^0}(\ell^+ \ell^-)}{\Gamma_{\omega^0}} : \frac{\Gamma_{\varphi^0}(\ell^+ \ell^-)}{\Gamma_{\varphi^0}} = 0,77 : 1 : 0,25 \quad (42)$$

Относительная вероятность распада

$$\rho^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^- \quad (43)$$

была оценена в работе [3] и в предположении, что

$$\sigma(\gamma P \rightarrow \rho^0 P) > \sigma(\gamma P \rightarrow \omega^0 P) \text{ и } \Gamma_{\rho^0}(\ell^+ \ell^-) > \Gamma_{\omega^0}(\ell^+ \ell^-),$$

получено

$$\frac{\Gamma_{\rho^0}(\mu^+ \mu^-)}{\Gamma_{\rho^0}} = 0,44 \pm \begin{array}{l} 0,21 \\ 0,09 \end{array} \cdot 10^{-4} \quad (44)$$

По обнаруженным событиям реакции

$$\pi^- + p \rightarrow n + e^+ + e^-$$

где инвариантные массы  $e^+e^-$  -пар соответствовали массам  $\rho^0$  и  $\omega^0$  мезонов, получено в экспериментах с искровыми камерами <sup>14)</sup>, что

$$0,5 \cdot 10^{-4} \leq \frac{\Gamma_{\omega^0}(e^+e^-)}{\Gamma_{\rho^0}} \leq 6 \cdot 10^{-4} \quad (45)$$

а в опытах <sup>15)</sup> с пузырьковыми камерами получено, что

$$0,2 \cdot 10^{-4} \leq \frac{\Gamma_{\omega^0}(e^+e^-)}{\Gamma_{\rho^0}} \leq 1,5 \cdot 10^{-4} \quad (46)$$

Таким образом, строго говоря, из этих экспериментов пока можно только утверждать, что

$$0,1 \leq \frac{\Gamma_{\omega^0}(e^+e^-)}{\Gamma_{\rho^0}(e^+e^-)} \leq 2 \quad (47)$$

что не противоречит предсказываемому  $SU(6)$ -симметрией соотношению (41) между ширинами этих распадов. Если поверить в эти соотношения, то тогда можно определить и относительные вероятности  $e^+e^-$  - распадов  $\omega^0$  и  $\rho^0$ -мезонов, которые будут следующими

$$\Gamma_{\rho^0}(e^+e^-)/\Gamma_{\rho^0} = (0,5 \begin{smallmatrix} +0,6 \\ -0,3 \end{smallmatrix}) \cdot 10^{-4} \quad (48)$$

$$\Gamma_{\omega^0}(e^+e^-)/\Gamma_{\omega^0} = (1,0 \begin{smallmatrix} +1,2 \\ -1,8 \end{smallmatrix}) \cdot 10^{-4}$$

Кроме того получается

$$\frac{\Gamma_{\psi^0}(e^+e^-) \cdot \delta(\pi \bar{p} \rightarrow \psi^0 n)}{\Gamma_{\psi^0}} = (2,9 \pm 1,5) \cdot 10^{-4} m\delta \quad (49)$$

На данную конференцию представлены результаты, полученные в Дубне<sup>16)</sup>. Их анализ в предположении справедливости соотношений  $SU(6)$ -симметрии дает следующие величины

$$\Gamma_{\rho^0}(e^+e^-)/\Gamma_{\rho^0} = (0,39 \pm 0,12) \cdot 10^{-4}$$

$$\Gamma_{\omega^0}(e^+e^-)/\Gamma_{\omega^0} = (0,48 \pm 0,15) \cdot 10^{-4} \quad (50)$$

$$\Gamma_{\psi^0}(e^+e^-)/\Gamma_{\psi^0} \leq 2 \cdot 10^{-3}$$

### З а к л ю ч е н и е .

Изложенный выше материал свидетельствует о том, что экспериментальные сведения об электромагнитных свойствах адронов на теперешнем этапе имеют в основном качественный характер и в количественном аспекте требуют существенного улучшения.

Имеется также целый ряд других аспектов электромагнитных свойств частиц, которых мы детально не касались, но которые также сейчас изучаются. Можно указать на такие вопросы, как электрическая и магнитная поляризуемости барионов, их электромагнитные распады и целый ряд других эффектов, знание которых способствует пониманию многих свойств адронов. В плане популярных сейчас теоретических схем желательно прежде всего уточнение следующих фактов

- а) времен жизни  $\pi^0$  и  $\eta^0$ - мезонов,
- б) величин  $\Gamma_V(\rho\gamma)$  и  $\Gamma_{V^0}(\rho^+\rho^-)$  (особенно для

$\psi^0$ - мезона), что позволит решить такие вопросы, как трансформационные свойства фотона в  $SU(3)$ - симметрии, проверить теорию  $\omega$ - $\psi$  - смешивания и следствия ряда других теоретических построений.

Добавим к этому, что нам практически ничего не известно о радиационных распадах барионов из декуплета с  $J^P = 3/2^+$ , мезонов с  $J^P = 2^+$  и многое другое, что ожидается ( а может быть и вообще не ожидается ! ), и станет ясным, что работы в этой проблеме ещё только начнутся.

Таблица 1

Сведения о магнитных моментах барионов  $\mu_B$

Барион	Связь между магнитными моментами барионов в $Su(3)$ - и $Su(6)$ -симметриях	$\mu_B$ в единицах ядерного магнетона $\mu_N = \frac{e\hbar}{m_p c}$	$\mu_B/\mu_N$ с поправкой на $\frac{M_p}{M_B}$	$(\mu_B/\mu_N)_{\text{эксп}}$
$p$	$\mu_n = -\frac{2}{3}\mu_p$	2,793	2,793	2,793
$n$		-1,86	-1,86	-1,913
$\Lambda^0$	$\frac{1}{2}\mu_n$	-0,93	-0,78	-0,73 $\pm$ 0,16
$\Sigma^0$	$-\frac{1}{2}\mu_n$	0,93	0,74	0,83
$\Sigma^+$	$\mu_p$	2,79	2,20	2,3 $\pm$ 0,6
$\Sigma^-$	$-\mu_n$	-0,93	-0,73	
$\Xi^0$	$\mu_n$	-1,86	-1,33	
$\Xi^-$	$\mu_{\Sigma^-}$	-0,93	-0,66	

Таблица 2

Гиперон	Канал распада	Относительная вероятность в %	$\alpha$
$\Lambda^0$	$p\pi^-$	66,3	+0,663 $\pm$ 0,022
	$n\pi^0$	33,7	+0,73 $\pm$ 0,18
$\Sigma^+$	$p\pi^0$	51	-0,960 $\pm$ 0,022
	$n\pi^+$	49	+0,008 $\pm$ 0,037
$\Sigma^0$	$\Lambda^0\gamma$	100	-
$\Sigma^-$	$n\pi^-$	100	-0,010 $\pm$ 0,043
$\Xi^0$	$\Lambda^0\pi^0$	100	-0,33 $\pm$ 0,10
$\Xi^-$	$\Lambda^0\pi^-$	100	-0,391 $\pm$ 0,032

Таблица 3

Величины разностей масс частиц в изотопических мультиплетах

	$\Delta M$ в Мэв	
	$SU(6)$ -симметрия	эксперимент
$M_{\Sigma^-} - M_{\Sigma^+}$	8,0	$7,97 \pm 0,17$
$M_{\Xi^-} - M_{\Xi^0}$	6,7	$6,5 \pm 1,2$
$M_{\Delta^-} - M_{\Delta^{++}}$	3,8	$7,9 \pm 6,8$
$M_{\Sigma^{*-}} - M_{\Sigma^{*+}}$	5,8	$5,8 \pm 3,9$
$M_{\Xi^{*-}} - M_{\Xi^{*0}}$	1,0	$4,9 \pm 3,0$

Таблица 4

Данные о времени жизни  $\pi^0$  - мезона

Методика	Число событий	$\tau_{\pi^0}$ (в ед. $10^{-16}$ сек)
$K^+ \pi_2^- \rightarrow \pi^+ + e^+ e^-$	76	$1,9 \pm 0,5$
"	45	$2,3 \pm 1,0$
"	67	$1,6 \pm 0,6$
$\pi^- Z \rightarrow \pi^0 Z' + e^+ e^- Z'$	103	$1,7 \pm 0,5$
$\pi^- Z \rightarrow \pi^0 Z' + e^+ e^- Z'$		$1,05 \pm 0,18$
$\gamma Z \rightarrow \pi^0 Z \rightarrow 2\gamma Z$		$0,73 \pm 0,12$
$K^+ \pi_2^- \rightarrow \pi^+ + e^+ e^-$	232	$1,0 \pm 0,5$

Таблица 5

Отношения сечений фоторождения  $\rho^0$ ,  $\omega^0$  и  $\varphi^0$ -мезонов на протоне

Модель	Относительные величины сечений		
	$\sigma(\rho^0)$	$\sigma(\omega^0)$	$\sigma(\varphi^0)$
ОРЕ + SU(3)	1	9	0,1
Берман-Дрелл + SU(6)	9	1	0,01
Фройнд	9	1	2
Эксперимент $\sigma_{\text{мб}}$ для $E_{\gamma} \geq 3,5$ Гэв	$16,0 \pm 1,0$	$3,0 \pm 0,7$	$0,42 \pm 0,16$

Таблица 6

Соотношения между  $\Gamma_V(P\pi)$  для векторных мезонов в SU(6) и экспериментальные данные

	$\Gamma_{\rho^0}$	$\Gamma_{\rho^-}$	$\Gamma_{\omega^0}$	$\Gamma_{K^{*+}}$	$\Gamma_{\varphi^0}$
SU(6)- симметрия ( в относительных единицах)	1	1	9,9	0,58	0
Эксперимент $\Gamma_V(P\pi)$ в Мэв					
а) распады $V \rightarrow P\pi$	$< 0,6$	$< 2$	$1,15 \pm 0,15$	$< 5$	$< 0,5$
б) фоторождение	$0,055 \pm 0,04$	$< 0,45$	$0,67 \pm 0,25$	$0,01 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,4$

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Во всех случаях, кроме специально отмеченных, использованы данные об элементарных частицах, приведенные в таблицах А.Н. Rosenfeld, А. Barbaro-Gal'tieri, W. J. Willis and G. G. Wohe ( направлено в Rev. Mod. Phys. ).
2. J. Dufor, Nuovo Cim., 35, 860 (1964)
3. P. Stamer et all., Phys. Rev. 151, 1108 (1966)
4. M. Goldberger and S. Treiman, Nuovo Cim. 9, 451 (1958)
5. S. Bose, Nuovo Cim., 23, 408 (1962)
6. B. Barrett and G. Barton, Phys. Lett., 4, 16 (1964)
7. См. труды данной конференции,
8. См. труды данной конференции,
9. M. Ademolo and R. Gatto, Nuovo Cim., 44, 282 (1966)
10. N. Nelipa Nucl. Phys. 82, 680 (1966)
11. German Bubble Chamber Collaboration, DESY 66/32,  
November 1966.
12. В. А. Царев, Яд. физ. 2, 109 (1965).  
H. Thom Phys. Rev. 151, 1322 (1966)
13. J. K. de Pagter et all Phys. Rev. Lett., 17, 767 (1966)
14. D. M. Binnie et all Phys. Lett., 18, 348 (1965)
15. R. A. Zdanis et all Phys. Rev. Lett. 14, 721 (1965)
16. См. труды данной конференции,



О Г Л А В Л Е Н И Е I Т О М А

Вступительное слово председателя Оргкомитета Конференции члена-корреспондента АН СССР профессора П.А.Черенкова . . . . .	10
Приветственное слово председателя Городского Совета Депутатов трудящихся города Дубны тов. А.Н.Безобразова . . . . .	12

ОБЗОРНЫЕ ДОКЛАДЫ

1) Проблематика физики электромагнитных взаимо- действий при низких и средних энергиях. А.М.Балдин . . . . .	14
Квантовая электродинамика.	
2) Проверка квантовой электродинамики. Д.Р.Иенни . .	29
Электромагнитные свойства элементарных частиц. Симметрии и электромагнитные взаимодействия.	
3) Электромагнитные распады векторных мезонов. М.Н.Хачатурян . . . . .	53
4) Симметрии и алгебра токов для электромагнитных взаимодействий. Л.Д.Соловьев . . . . .	76
5) Электромагнитные взаимодействия адронов в кварковой модели. Б.В.Струминский, А.Н.Тавхелидзе . . . . .	102
6) Проверка С - инвариантности в электромагнитных взаимодействиях. Б.А.Арбузов, А.Т. Филиппов . . . . .	111
7) Электромагнитные свойства элементарных частиц. И.В.Чувило . . . . .	136

TABLE OF CONTENTS

Opening address by P.A.Cherenkov, Chairman of the  
Organizing Committee of the Conference . . . . . 10

Welcoming speech by A.N.Bezobrazov, Chairman of  
Dubna Executive Committee . . . . . 12

REVIEW REPORTS AND INVITED TALKS

1) Problems of electromagnetic interactions at low  
and intermediate energies. - A.M.Baldin . . . . . 14

Quantum Electrodynamics.

2) Present evidence of the quantum electrodynamics. -  
D.R.Yennie . . . . . 29

Electromagnetic Properties of Elementary Particles,  
Electromagnetic Interactions and Symmetries.

3) Electromagnetic decay of vector mesons. -  
M.N.Hachaturyan. . . . . 53

4) Symmetries and Current algebra for electromagnetic  
interactions. - L.D.Solovjev . . . . . 76

5) Electromagnetic interactions of hadrons in quark  
model. - A.N.Tavkhelidze, B.V.Struminsky. . . . . 102

6) Test of c-invariance in electromagnetic interac-  
tions. - B.A.Arbuzov, A.T.Filippov . . . . . III

7) Electromagnetic properties of elementary  
particles. - I.V.Chuvilo . . . . . 136

**ВНИМАНИЮ ЧИТАТЕЛЕЙ!**

Труды Международной конференции по электромагнитным взаимодействиям при низких и средних энергиях, ранее объявленные в одной книге объемом 30 авт.листов, ориентировочная цена 2 р. 10 к., фактически составляют 4 тома, объем 43,5 авт.листа, цена 3 р. 23 к.

**ВИНИТИ**

T-03016 от 20/IV-67 г.

Заказ 2680

Тираж 1600 экз.

---

Производственно-издательский комбинат ВИНТИ  
Люберцы, Октябрьский проспект, 403