

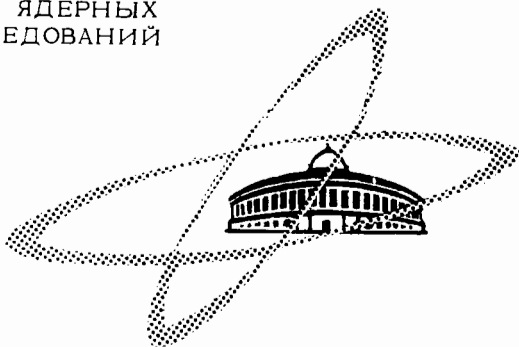
С 346.58
Л - 934

5/11 65.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

D - 1925



В.Л. Любошиц, Э.О. Оконов, М.И. Подгорецкий

ГАЛАКТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ГИПЕРЗАРЯДОВ И РАСПАД
ДОЛГОЖИВУЩИХ НЕЙТРАЛЬНЫХ K -МЕЗОНОВ
НА ДВА π -МЕЗОНА

ДФ, 1965, т 1, в 3, с 490-496.

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1964

D - 1925

В.Л. Любошиц, Э.О. Оконов, М.И. Подгорецкий

ГАЛАКТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ГИПЕРЗАРЯДОВ И РАСПАД
ДОЛГОЖИВУЩИХ НЕЙТРАЛЬНЫХ K -МЕЗОНОВ
НА ДВА π -МЕЗОНА

Направлено в журнал "Ядерная физика"

2906/3 48

1. В последнее время в печати неоднократно и с разных точек зрения обсуждались результаты экспериментов Христенсена, Фитча, Кронина и Тарлея^{1/}, в которых был обнаружен распад долгоживущей компоненты нейтрального K -мезона на два пиона. Наблюдение процесса $K_2^0 \rightarrow 2\pi$, строго запрещенного при сохранении CP -четности, является серьезным указанием на отсутствие CP -инвариантности в лептонных распадах странных частиц. Хотя слабое нарушение CP -инвариантности логически ничему не противоречит, ясно, что отказ от сохранения комбинированной четности, как от точного закона природы, привел бы нас к мучительному пересмотру сложившихся понятий и представлений физики элементарных частиц. Поэтому вполне понятны предпринятые в ряде работ попытки объяснить эффект, обнаруженный авторами^{1/}, в рамках теории, инвариантной относительно CP -преобразования. В связи с этим мы бы хотели обратить внимание на работы^{2,3/}, в которых распад $K^0 \rightarrow 2\pi$ на большом расстоянии от места рождения интерпретируется как результат регенерации K_1^0 -мезонов в специфическом поле нашей Галактики. В этих работах галактическому полю приписываются обычные свойства классического поля, действующего на гиперзаряд Y , причем предполагается, что это поле обладает громадным радиусом действия - порядка 10^{22} см. Поскольку у K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов гиперзаряды равны $+1$ и -1 соответственно, эти частицы, согласно^{2,3/}, обладают в галактическом поле сразу же после своего рождения равными по абсолютной величине, но противоположными по знаку значениями потенциальной энергии. Это обстоятельство в рамках обычной схемы приводит к образованию K_1^0 -мезонов, распад которых имитирует распад $K_2^0 \rightarrow 2\pi$.

Мы бы хотели выразить свое несогласие с точкой зрения авторов^{2,3/} и в дальнейшем попытаемся показать, что их теория противоречит принципу близкодействия, который лежит в основе современных физических представлений. Для этой цели рассмотрим в общих чертах основные особенности поведения системы, состоящей из гиперзарядов и галактического поля. Прежде всего отметим, что отличительной чертой такой системы является несохранение гиперзаряда в процессах, обусловленных слабым взаимодействием. Аналогичная ситуация отмечалась при обсуждении проблемы антигравитации, причем роль гиперзаряда здесь играла тяготеющая масса, положительная у частиц и отрицательная у античастиц^{4,5,6,7/ х}. В соответствии с характером настоящей работы дальнейший анализ можно ограничить классическими полями с несохраняющимся

х) В работе Гуда^{4/} обсуждается влияние антигравитации на свойства K^0 -мезонов. Заметим, что теория, развиваемая Гудом, вполне аналогична теории авторов^{2,3/}.

зарядом g . Независимо от конкретной физической природы этих полей мы будем характеризовать их кратким термином " g -поле".

2. Возможность рождения и уничтожения зарядов в g -поле автоматически ведет к нарушению уравнения непрерывности, т.е. к несохранению g -тока. Легко понять, что в связи с этим классическая теория g -поля должна строиться иначе, чем, например, теория электромагнитного поля, в которой сохранение электрического заряда и тока является очень важным элементом. Следовательно, сама динамика g -поля должна существенным образом отличаться от динамики обычных полей с сохраняющимся током, теория которых детально разработана. По этой причине нельзя понятия и выводы классической электродинамики переносить на g -поле без соответствующего конкретного анализа. Тем не менее это не дает никаких оснований считать, что введение g -поля несовместимо с фундаментальными принципами и законами, которые физики считают универсальными. В частности, утверждение ряда авторов^{/5-10/}, что существование антигравитации (а, следовательно, и любого g -поля) противоречило бы закону сохранения энергии, как нам кажется, основано на недоразумении. В работах^{/7,8/} рассматриваются циклы в гравитационном поле Земли для обратимых реакций, в процессе которых меняется тяготеющая масса. Конкретным примером такой реакции является аннигиляция электрон-позитронной пары. В галактическом поле аналогичный процесс представляет собой, например, распад Λ^0 -частицы на нуклон и π -мезон.

Предположим для удобства, что галактическое поле направлено вертикально вниз. На высоте H происходит распад $\Lambda^0 \rightarrow N + \pi$, в результате которого гиперзаряд, первоначально равный нулю, становится равным 1. Пусть далее мы перемещаем систему $N + \pi$ вдоль силовых линий поля. При этом галактическое поле совершает работу против внешних сил, пропорциональную напряженности поля, а кинетическая энергия системы $N + \pi$ не изменяется. На высоте $h < H$ происходит обратная реакция $N + \pi \rightarrow \Lambda^0$, и гиперзаряд снова становится равным нулю. Поднимая Λ^0 -частицу вверх на прежнюю высоту, мы вообще не совершаем никакой работы. Итак, наша Λ^0 -частица вернулась в исходное положение, т.е. казалось бы, - в прежнее энергетическое состояние, но в то же время поле совершило отличную от нуля работу. Мы, таким образом, имеем своего рода вечный двигатель, существование которого противоречит закону сохранения энергии.

Посмотрим теперь, в чем ошибка рассуждений такого рода. Ошибка состоит в том, что мы неявно постулировали изменение энергии на $\Delta g \cdot \phi$ (Δg - изменение гиперзаряда, ϕ - потенциал поля) непосредственно при распаде $\Lambda^0 \rightarrow N + \pi$, а также в обратной реакции $N + \pi \rightarrow \Lambda^0$. Таким образом, нарушение закона сохранения энергии с самого начала содержалось в наших рассуждениях и поэтому не удивительно, что оно проявилось в результате цикла. На самом деле, даже если принять точку зрения,

согласно которой при изменении заряда в процессе реакции потенциальная энергия скачком меняется на $\Delta g \cdot \psi$, то и тогда логический вывод, к которому мы придем, состоит не в том, что в процессе цикла нарушается закон сохранения энергии, а в том, что энергетические соотношения для реакции (энерговыведение, величина порога и т.д.) зависят от потенциала поля, т.е. от той области пространства, в которой эта реакция происходит. В частности, если Λ^0 распадается на высоте H , то при перемещении на высоту $h < H$ обратная реакция вообще не будет иметь места, так как полная энергия системы $N + \pi$ уменьшится на величину, равную работе поля. Таким образом, цикл $\Lambda^0 \rightarrow N + \pi \rightarrow \Lambda^0$ в таких условиях будет просто неосуществим.

Однако мы должны особо подчеркнуть, что сама исходная точка зрения не является состоятельной, поскольку она противоречит принципу близкодействия, от которого нет никаких оснований отказываться. Потенциальная энергия не может мгновенно меняться при быстром изменении заряда, если скорость распространения взаимодействий не бесконечна. Создается впечатление, что в упомянутых выше работах этот факт игнорируется. В связи с этим мы считаем нужным проанализировать свойства g -поля, не отступая от тех общих принципов физической теории, которые составляют основу современного взгляда на мир. К этим общим принципам, разумеется, относится и закон сохранения энергии.

3. Пусть g -поле описывается совокупностью непрерывных функций координат и времени, которые мы будем называть компонентами потенциала A_k . Будем считать, что источниками поля являются g -заряды и связанные с ними токи. Предположим далее, что движение заряда в g -поле целиком определяется производными от компонент потенциала A_k . Эти производные, согласно нашей терминологии, определяют напряженность g -поля F_{ik} . Компоненты потенциала удовлетворяют системе дифференциальных уравнений, конкретный вид которых мы не считаем необходимым уточнять.

Сформулируем теперь основные постулаты, которые являются общими для всех классических полей и которые, согласно нашей концепции, сохраняют свою силу и для g -поля.

а) Выполняется принцип суперпозиции, т.е. результирующее поле системы зарядов (токов) равно сумме полей, создаваемых каждым из зарядов (токов). Это требование относится как к компонентам напряженности, так и к компонентам потенциала g -поля.

б) Свойства g -поля удовлетворяют принципу близкодействия. Это значит, что рождение или уничтожение заряда, а также любое его движение проявляется только в изменении поля, которое распространяется в пространстве с конечной скоростью, равной скорости света. При этом в начальный момент времени изменение поля происходит только в непосредственной близости от заряда.

Таким образом, изменение состояния какого-либо заряда A может оказать влияние на заряд B , расположенный на конечном от A расстоянии, только через определенный промежуток времени, равный R_{AB}/c .

в) К системе заряды $+g$ - поле применим закон сохранения энергии.

г) Так же, как и электромагнитное поле, g - поле обладает энергией, которая непрерывно распределена в пространстве; эта энергия равна интегралу по всему объему от билинейной функции компонент напряженности (и, вообще говоря, потенциала^{xx)}) g -поля и включает в себя энергию взаимодействия зарядов (принцип локализации энергии).

Очень важным является то обстоятельство, что энергия взаимодействия зарядов и токов заключена в создаваемом ими поле, и, следовательно, изменение энергии взаимодействия целиком определяется изменением поля. Мы можем поставить вопрос об энергии взаимодействия какого-либо определенного заряда с полем остальных зарядов. Эта энергия представляет собой интеграл по объему от некоторой линейной комбинации произведений, в каждом из которых одним из сомножителей является какая-либо компонента напряженности (потенциала) поля заряда A , а другим сомножителем - компонента суммарной напряженности поля (суммарного потенциала) всех остальных зарядов. Таким образом, при выполнении постулата г) общая структура выражения для энергии взаимодействия в принципе такая же как и в теории электромагнитного поля, хотя конкретные формулы могут быть другими^{xx)}.

4. Перейдем теперь к анализу энергетических соотношений при изменении заряда во внешнем статическом g -поле. Предположим, что источником внешнего поля являются частицы, заряд которых не меняется. В этом случае g -поле ничем не отличается от обычных классических полей. Оно характеризуется потенциалом $\phi(\vec{R})$, напряженностью $\vec{E}(\vec{R})$, причем мы можем считать, что $\phi(\vec{R}) \sim \frac{1}{R}$, а можем предположить, что $\phi(\vec{R}) \sim \frac{1}{R} e^{-\mu R}$ - для наших дальнейших рассуждений это несущественно. Пусть теперь заряд, расположенный в точке A , быстро меняется на величину Δg . Согласно принципу близкодействия, поле этого заряда за время Δt успевает измениться лишь в малой окрестности точки A , объем которой имеет порядок величины $(c\Delta t)^3$. Так как энергия взаимодействия заряда в g -поле непрерывно распределена в пространстве и является интегралом от определенной функции поля, то за время Δt она может измениться лишь на малую величину, которая стремится к нулю при $\Delta t \rightarrow 0$.

х) В частности, известно, что в случае векторного поля с конечной массой тензор энергии - импульса, а, следовательно, и плотность энергии, зависит не только от напряженности, но и от потенциала (см., например, /11/, стр. 126).

xx) Напомним, что энергия взаимодействия двух зарядов в электростатистике равна $\frac{1}{2} \int \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 d\tau$, где \vec{E}_1 и \vec{E}_2 напряженности электрического поля первого и второго зарядов соответственно.

Если считать, что поле точечного заряда вблизи нуля ведет себя как $\frac{1}{r^2}$, то изменение потенциальной энергии заряда во внешнем поле по порядку величины равно

$$\Delta W \sim \Delta g \left| \text{grad } \phi \right| (c\Delta t)^2 \sim \Delta g \cdot \phi \left(\frac{c\Delta t}{R} \right)^2 \quad (2)$$

Здесь \vec{E} и ϕ — напряженность и потенциал внешнего поля соответственно, Δt — промежуток времени, прошедший с момента изменения заряда и R — среднее расстояние источников g -поля от заряда. Для интересующих нас процессов с нестабильными частицами Δt составляет малые доли секунды. В то же время R , согласно [2,3], имеет порядок величины $\sim 10^{22}$ см и уж во всяком случае не меньше радиуса Земли. Поэтому отношение $\Delta W/\Delta g \cdot \phi$ настолько мало, что его вообще не имеет смысла принимать в расчет.

Мы уже говорили, что в ряде работ так или иначе используется предположение, что при изменении заряда у частицы, находящейся в точке A , ее потенциальная энергия скачком меняется на величину $\Delta g \cdot \phi(A)$, где Δg — изменение заряда, ϕ — потенциал g -поля. Это предположение, как с полной очевидностью следует из предыдущего анализа, в корне противоречит принципу близкодействия. Мгновенное изменение потенциальной энергии на величину $\Delta g \cdot \phi$ возможно только при бесконечной скорости распространения взаимодействия. Чтобы продемонстрировать это более наглядно, рассмотрим следующий пример. Предположим, что некоторая частица находится в центре сферического конденсатора с громадным радиусом R . Будем считать, что g -поле аналогично электростатическому. Тогда внутри конденсатора потенциал внешнего поля имеет постоянное значение G/R , где G — суммарный заряд на поверхности конденсатора, в то время как напряженность и плотность энергии внешнего поля равны нулю^{х)}. Пусть теперь заряд частицы быстро меняется на величину Δg . С точки зрения принципа близкодействия потенциальная энергия частицы будет оставаться постоянной до тех пор, пока новый заряд этой частицы не провзаимодействует с зарядами, находящимися на сферической поверхности конденсатора. Изменение потенциальной энергии начнется не раньше, чем через время порядка $t = \frac{R}{c}$. Если R — радиус Галактики, t составляет сотни тысяч лет. Следовательно, очень быстрое изменение потенциальной энергии заряда в сферическом конденсаторе на величину $\Delta g \cdot \phi = \frac{\Delta g \cdot G}{R}$ возможно только в случае дальнего действия, т.е. при бесконечном значении скорости c .

Дальнее действие совершенно чуждо духу современной физики, и мы считаем, что нет никаких оснований вводить его даже применительно к такому необычному объекту как поле с несохраняющимся зарядом. Поэтому к выводам, в основе которых явно или неявно лежит идея дальнего действия, по нашему мнению следует относиться с недоверием.

х) По-видимому, внешнее g -поле соответствует потенциалу не кулоновского, а юкв-ского типа [12]. Однако, если радиус действия g -поля очень велик, для нашего анализа это несущественно.

Проанализируем теперь с точки зрения принципа близкого действия знакомый нам уже распад $\Lambda^0 \rightarrow N + \pi$ в g -поле Галактики, которое мы как и раньше будем считать направленным вертикально вниз. При распаде $\Lambda^0 \rightarrow N + \pi$ в некоторой области пространства рождается гиперзаряд. Однако за реальные промежутки времени практически не происходит никакого изменения потенциальной энергии $N + \pi$ по сравнению с потенциальной энергией Λ^0 -частицы. По закону сохранения энергии кинетическая энергия при этом также остается неизменной. Что касается g -поля, то оно постепенно изменяется, сначала в окрестности родившегося гиперзаряда, затем в более удаленных участках пространства. Следует отметить, что этот вывод совершенно не зависит от того, является ли суммарное g -поле стационарным или меняется со временем.

Рассмотрим теперь цикл $\Lambda^0 \rightarrow N + \pi$. После распада на высоте H , как мы только что говорили, ни кинетическая, ни потенциальная энергия системы не изменяется. Будем теперь достаточно быстро перемещать систему $N + \pi$ вниз. При этом, очевидно, что g -поле совершит отличную от нуля работу над внешней по отношению к $N + \pi$ системой, в результате чего кинетическая энергия $N + \pi$ не изменится, а потенциальная энергия уменьшится. Предположим, что на высоте $h < H$ происходит обратная реакция $N + \pi \rightarrow \Lambda^0$. В результате этой реакции никаких изменений полной и потенциальной энергии не происходит. Перемещая далее Λ^0 -частицы вверх на высоту H , мы естественно не совершаем никакой работы по преодолению сил поля. Таким образом, мы вернулись к прежней конфигурации гиперзарядов, но полная энергия системы изменилась на величину $E(H-h)$, где E - напряженность поля. Следовательно, энергия взаимодействия несохраняющихся зарядов не является однозначной функцией их взаимного расположения в пространстве. При одном и том же расположении зарядов их энергия взаимодействия, а значит и суммарное g -поле, зависит от способа, с помощью которого мы пришли к данной конфигурации. В частности, в результате цикла $\Lambda^0 \rightarrow N + \pi \rightarrow \Lambda^0$, который мы только что рассмотрели, произошло изменение суммарного g -поля, вызванное перемещением системы $N + \pi$ вниз. В результате энергия g -поля уменьшилась на величину, равную произведенной работе.

Заметим, что само по себе отличие от нуля работы g -поля по замкнутому контуру при перемещении несохраняющегося заряда нельзя считать чем-то особо удивительным и неприемлемым. В некоторых отношениях аналогичная ситуация возникает при перемещении магнитного полюса вдоль замкнутых силовых линий обычного магнитного поля, источником которого является постоянный ток.

В заключение этого раздела мы бы хотели отметить, что для наших целей является достаточным анализ общих свойств классического g -поля. Квантовое рассмотрение мы считаем в рамках настоящей работы неуместным, так как мы не затрагиваем вопроса о конкретной динамике поля.

5. Вернемся теперь к проблеме распада $K_2^0 \rightarrow 2\pi$. Авторы работ ^{/2,3/} считают, что, возможно, этот распад связан не с нарушением СР, а с переходом $K_2^0 \rightarrow K_1^0$ в поле гиперзарядов нашей Галактики. Исходным для этих работ является предположение, что сразу же после своего рождения K^0 - и \bar{K}^0 -мезоны обладают в галактическом поле равными по величине и противоположными по знаку значениями потенциальной энергии. Величина потенциальной энергии K^0 - или \bar{K}^0 -мезона равна произведению соответствующего гиперзаряда на суммарный потенциал всех гиперзарядов Галактики ^{x)}. Это предположение, как сразу следует из нашего общего анализа, явно противоречит принципу близкодества. Для наглядности снова рассмотрим сферу с большим радиусом, внутри которой потенциал имеет постоянное значение ϕ , а напряженность поля равна нулю. Пусть внутри сферы образуются K^0 -мезоны и за счет слабого взаимодействия имеют место переходы $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$. Однако разность между потенциальными энергиями K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов не может возникнуть по той причине, что за время своей жизни K^0 -мезон просто не успевает провзаимодействовать с гиперзарядами, находящимися на поверхности этой сферы. В реальных случаях гиперзаряды, которые могут влиять на разность энергий взаимодействия K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов, заключены внутри сферы с радиусом, не превышающим 10 м. Число гиперзарядов, заключенных в таком объеме, разумеется, ничтожно мало по сравнению с полным числом гиперзарядов в Галактике. Поэтому практически можно считать, что в результате перехода $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ потенциальная энергия K^0 -мезона не изменяется.

Таким образом, схема образования K_1^0 -мезонов в галактическом поле, предложенная в работах ^{/2,3/}, а также схема образования K_1^0 -мезонов в поле гравитации ^{/4/} являются несостоятельными с точки зрения принципа близкодества. Если справедлив принцип близкодества, на регенерацию K_1^0 -мезонов не может влиять потенциал, создаваемый зарядами, находящимися на громадном расстоянии от нейтрального K^0 -мезона. Проанализируем теперь, каким должно быть реальное влияние g -поля на свойства нейтральных K^0 -мезонов. Оказывается, эффект существенным образом зависит от того, движутся ли K^0 -мезоны или находятся в состоянии покоя. Предположим сначала, что скорость K^0 -мезонов равна нулю, т.е. точка, в которой они рождаются, совпадает с точкой распада. Так как потенциальные энергии K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов одинаковы ^{xx)}, долгоживущий K_2^0 -мезон является, так же как и в отсутствие поля, квазистационарным состоянием. Отсюда следует, что переход $K_2^0 \rightarrow K_1^0$ в этом случае вообще невозможен.

x) Иными словами, в данном случае мы имеем дело с конкретным примером упомянутого ранее изменения энергетических соотношений в процессах, сопровождающих несохранение g -заряда, к которому приводит идея дальнедействия в сочетании с законом сохранения энергии.

xx) Для полей, рассмотренных в ^{/2,3/}, реальное значение разности потенциальных энергий K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов на десятки порядков меньше значения, указанного в этих работах.

Рассмотрим теперь пучок K^0 -мезонов, которые образуются в некоторой точке А и движутся в галактическом поле со скоростью, отличной от нуля. Вблизи точки А, согласно принципу близкодействия, потенциальные энергии K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов одинаковы. Однако за счет работы поля вдоль пути нейтральных K^0 -мезонов в точке В, расположенной на расстоянии \vec{R}_{AB} от А, K^0 - и \bar{K}^0 -мезоны будут иметь действительно различные потенциальные энергии V_{AB} и $-V_{AB}$ пропорциональные разности потенциалов галактического поля в точках А и В. Поэтому будет иметь место регенерация $K_2^0 \rightarrow K_1^0$. Если же K^0 -мезоны движутся по эквипотенциальной поверхности, переходы $K_2^0 \rightarrow K_1^0$ снова становятся запрещенными (см. в связи с этим работы /13,14/).

Таким образом, согласно нашей схеме, переходы $K_2^0 \rightarrow K_1^0$ в галактическом поле возможны только для движущегося пучка нейтральных K^0 -мезонов. Для данного \vec{R}_{AB} коэффициент регенерации при этом зависит от величины и направления напряженности галактического поля. Поскольку направление напряженности поля Галактики по отношению к пучку K^0 -мезонов должно зависеть от времени суток, времени года, а также широты местности, коэффициент регенерации также должен был бы зависеть от этих факторов. Возникает вопрос, может ли образование K_1^0 -мезонов в галактическом поле, удовлетворяющем принципу близкодействия, объяснить эффект, наблюдавшийся авторами работы /1/, с количественной точки зрения? Из только что сказанного ясно, что параметр "несохранения CP " /1/ в нашей схеме не может быть универсальным. Опыты, проведенные в разное время и в разных точках Земли, привели бы к различным результатам. Пока мы имеем лишь единственный опыт - это опыт Христенсена и др. Если считать, что при проведении опыта условия были наиболее благоприятны и направление галактического поля полностью совпадало с направлением движения K^0 -мезонов, то как показывают простые оценки, для объяснения полученных результатов необходимо, чтобы галактическое поле действовало на единичный гиперзаряд с силой порядка 10^{-23} дин. Эта величина примерно в 200 раз меньше силы тяжести, действующей на протон. Поскольку атомный вес не строго пропорционален полному гиперзаряду (за счет различия масс протона и нейтрона, энергии связи нуклонов в ядре и наличия электронов, гиперзаряд которых равен нулю), существование g -поля с такой напряженностью привело бы к кажущемуся отклонению от принципа эквивалентности инертной и тяготеющей масс в пределах величины порядка $10^{-5} - 10^{-6}$. В то же время известно, что в опытах Этвеша /15/ и особенно Дикке /16/ было показано, что этот принцип выполняется с точностью, превышающей 10^{-10} . Таким образом, мы должны признать, что существование галактического поля, которое в рамках принципа близкодействия объясняло бы распад $K_2^0 \rightarrow 2\pi$ как эффект регенерации K_1^0 -мезонов, противоречило бы экспериментам /15,16/.

Итак, мы приходим к выводу, что несмотря на возможность существования g -поля с несохраняющимся зарядом в рамках современных физических представлений, распад

$K_2^0 \rightarrow 2\pi$, наблюдавшийся в опыте /1/, не может быть объяснен как эффект регенерации K_1^0 -мезонов в этом поле.

Мы рады поблагодарить В.Г.Барышевского и В.И.Огиевского за участие в обсуждении и полезные замечания.

Л и т е р а т у р а

1. J.H.Christenson, J.W.Cronin, V.L.Fitch and R.Turlay, Phys. Rev., Lett., 13, 133 (1964).
2. J.S.Bell and J.K.Perring. Phys. Rev., Lett., 13, 348 (1964).
3. J.Bernstein, N.Cabibbo, T.D.Lee. Physics Lett., 12, 146 (1964).
4. M.L.Good. Phys. Rev., 121, 311 (1961).
5. L.Shiff. Proc. Nat., Acad. Science, 45, 69 (1959).
6. G.Burbridge, F.Hoyle, Sci, Amer., April 1958, p.34.
7. P.Morrison. Am. J. Phys. 26, 358, 1958.
8. F.Winterberg. Nuovo Cim., 19, 186 (1961).
9. L.J.Schiff. Phys. Rev. Lett., 1, 254, 1958.
10. Ю.А.Александров, В.Н.Андреев, И.И.Бондаренко. ЖЭТФ, 35, 1305 (1958).
11. X.Умэдзава "Квантовая теория поля". Иностранная лит. (1958).
12. S.Weinberg. Phys. Rev. Lett., 13, 485 (1964).
13. Э.О.Оконов, М.И.Подгорещкий, О.А.Хрусталеv. ЖЭТФ, 42, 770 (1962).
14. Э.О.Оконов, М.И.Подгорещкий, О.А.Хрусталеv. Препринт ОИЯИ Д-847, Дубна (1961).
15. R.V.Eötvös, D.Pekár, E.Fekete Ann. Physik, 68, 11 (1922).
16. R.H.Dicke. Phys. Rev., 126, 1580 (1962).

Рукопись поступила в издательский отдел
25 декабря 1964 г.