1964 г. Октябрь *Т. LXXXIV, вып. 2*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.12

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

КОНФЕРЕНЦИЯ ПО ПРИНЦИПАМ СИММЕТРИИ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ (США, 1964 г.)

В конце января текущего года во Флориде (США) состоялась конференция по проблемам симметрии взаимодействий элементарных частиц при высоких энергиях, организованная университетом Майами. Краткий отчет об этой конференции, озаглавленный «Охота на тигров в болотах Флориды», помещен в апрельском номере журнала «Physics Today». Шутливое название этого отчета и выразительный эпиграф из стихотворения Вильяма Блейка «Тигр» (известного советскому читателю в переводе С. Я. Маршака) отражают непринужденный характер этой конференции, посвященной важнейшим проблемам теории элементарных частиц, решение которых могло бы привести, по общему мнению, к существенному прогрессу в построении этой теории. Предлагаемый краткий обзор в основном посвящен работам, которые были в том или ином виде опубликованы.

Значительная часть докладов, представленных на конференции, связана с октетной моделью унитарной симметрии Гелл-Манна — Неемана (см. [1]). Октетная модель дает не только систематику сильных взаимодействий, но и позволяет предсказать некоторые линейные соотношения между сечениями различных процессов. Если бы не было нарушений модели Гелл-Манна — Неемана, то выполнялись бы, например, следующие соотношения между сечениями (см., например, [2], а также [5]):

$$\sigma(\pi^- p \to \pi^- p) = \sigma(K^- p \to K^- p) - \sigma(K^- p \to \pi^-\Sigma^+),$$

$$\sigma(\pi^+ p \to \pi^+ p) = \sigma(K^+ p \to K^+ p) - \sigma(\pi^+ p \to K^+\Sigma^+),\ \ldots$$

Согласно гипотезе Окуня и Померанчука (см. [3]) при высоких энергиях все сечения рассеяния «с перезарядкой» $\sigma(K^- p \to \pi^-\Sigma^+)$, $\sigma(\pi^+ p \to K^+\Sigma^+)$, ... малы по сравнению с амплитудами упругого рассеяния. Поэтому при высоких энергиях выполнялись бы соотношения

$$\sigma(\pi^- p \to \pi^- p) = \sigma(K^- p \to K^- p),$$

$$\sigma(\pi^+ p \to \pi^+ p) = \sigma(K^+ p \to K^+ p),$$

и т. д. Иными словами, амплитуды рассеяния всех мезонов на всех барионах должны быть равны между собой *).

Мешков, Сноу и Йодх [6] рассмотрели вопрос о проверке предсказаний октетной схемы при относительно небольших энергиях. Они сравнивали с экспериментальными данными выведенное ими соотношение между сечениями процессов

$$K^+ p \to \Delta^{++}_{1238} K^0, \qquad \text{(a)}$$

$$\pi^+ p \to \Delta^{++}_{1238} \pi^0, \qquad \text{(b)}$$

$$\pi^+ p \to \Delta^{++}_{1238} \eta, \qquad \text{(c)}$$

$$\pi^+ p \to \Sigma^{+}_{1385} K^+. \qquad \text{(d)}$$

Оказалось удобным сравнивать сечения при одинаковых значениях кинетической энергии Q вылетающих частиц. Тогда проверяемое соотношение имеет вид

$$F_a\sigma_a = F_b\sigma_b + 3F_c\sigma_c - 3F_d\sigma_d,$$

*) Основываясь на теореме Фрагмена—Линделёфа, Логунов, Нгуен Ван Хьеу и Сянь Дин-чан [4] получили ряд других, более тонких соотношений, вытекающих из унитарной симметрии.

где F — известные функции Q. При $Q = 300$ *Мэв* и при $Q = 500$ *Мэв* это соотношение удовлетворяется с точностью до экспериментальных ошибок. При $Q > 500$ *Мэв* нужны более подробные данные. Аналогичное, но более сложное соотношение можно получить для сечений рождения резонансов π_{750}, η_{782}, η_{1020}, $\varkappa_{888}$, Δ_{1238}, Σ_{1385} при столкновениях π^+p и K^+p. Соответствующее соотношение также находится в хорошем согласии с экспериментом при $Q = 210$ *Мэв* и $Q = 450$ *Мэв*. Для более точной проверки предсказаний октетной схемы необходимо дальнейшее накопление экспериментальных данных в широком интервале значений Q.

Р. Адэйр сообщил о поисках частиц с зарядами $^1/_3\,e$ (или $^2/_3\,e$) на Брукхейвенском ускорителе. Существование таких частиц, из которых построены остальные, предположил Гелл-Манн, назвавший эти частицы «кварками» (quark). Первоначально предполагалось, что это — чисто фиктивные частицы, введенные лишь для математического удобства работы с октетной моделью. Однако позднее Гелл-Манн заметил, что возможность реального существования таких частиц нельзя полностью исключить. Эксперимент показал, что вероятность порождения «кварка» во всяком случае в 10^{-5} раз меньше вероятности порождения μ-мезона во всем интервале энергий. Ни одного следа «кварка» не наблюдалось. Авторы работы, доложенной Адэйром, приходят к заключению, что «кварков» с массой меньше 2 *Бэв* не существует.

Л. Биденхарн, развивая математический формализм октетной модели унитарной симметрии, пришел к выводу, что имеется три типа представлений группы унитарной симметрии, подобно тому как представления группы вращений трехмерного пространства могут быть однозначными или двузначными. Изменив соотношение Гелл-Манна — Нишиджимы между зарядом и изотопическим спином, можно считать, что все представления описывают частицы с целым зарядом, но с гиперзарядом, равным $^1/_3$ целого гиперзаряда. Частицы с гиперзарядом $^1/_3$ могут играть такую же роль, как «кварки» Гелл-Манна. Вопрос о реальном существовании частиц с такими свойствами пока не обсуждался.

Октетная модель унитарной симметрии естественно приводит к новым взглядам на слабые взаимодействия хадронов *). Разумно предположить, как это сделал Н. Кабибо [7], что адронная часть тока слабого взаимодействия имеет октетную симметрию. Точнее, Кабибо предположил, что ток хадронов имеет вид **)

$$J^+ = \varrho^+ \cos\theta + \varkappa^+ \sin\theta,$$

где ϱ^+ и $\varkappa^+$ — линейные комбинации векторных и аксиально-векторных токов, преобразующихся соответственно как ϱ^+- и $\varkappa^+$-мезоны. Очевидно, что токи ϱ^+ и $\varkappa^+$ удовлетворяют соответственно правилам отбора $|\Delta I| = 1$, $|\Delta S| = 0$ и $|\Delta I| = ½$, $|\Delta S| = 1$. Величину θ Кабибо определил из экспериментальных данных по распадам $K^+ \to \mu^+\nu$, $\pi^+ \to \mu^+\nu$ и по распадам $K^+ \to \pi^0 e^+\nu$, $\pi^+ \to \pi^0 e^+\nu$. Оказалось, что $\theta = \pm 0{,}26$.

Доклад Р. Маршака был посвящен работам рочестерской группы по слабым взаимодействиям хадронов. Рассматривалось наиболее общее выражение хадронного тока, согласующееся с октетной симметрией и гипотезой сохраняющегося векторного тока [9]. Для формфакторов, входящих в выражение для тока, были получены статические пределы. Для этого использовались соотношения типа Гольдбергера — Треймена ***) и экспериментальные данные. В результате получилось два решения. Более простое дает ток Кабибо.

П. Мэтьюс и А. Салам пытаются найти более элегантный подход к теории Кабибо. Рассматриваются две возможности: первая с использованием V-спина (см. [11]), вторая — с использованием U-спина (см. [12]). В октетной модели U-спин и V-спин возникают совершенно естественно, так как имеется три различных способа классификации частиц заданного октета по представлениям группы $SU(3)$: 1) по изотопическому спину I и гиперзаряду $Y = N + S$, при этом $I_3 = Q - Y/2$, где Q — электрический заряд; 2) по электрическому заряду Q и некоторому спину U, третья компонента которого U_3 связана с Q и Y соотношением $U_3 = Y - Q/2$; 3) по значениям V-гиперзаряда $Y_V = Q - Y$ и некоторого спина V, третья компонента которого связана с Q и Y соотношением $V_3 = \frac{1}{2}(Q + Y)$. Нетрудно сообразить, что мезонный октет $(\varkappa^+\varkappa^0\bar{\varkappa}^0\varkappa^0\varrho^+\varrho^0\varrho^-\eta^0)$ распадается на следующие мультиплеты:

1) $(\varkappa^+\varkappa^0)$, $\overline{(\varkappa^0\varkappa^-)}$, $(\varrho^+\varrho^0\varrho^-)$, η^0— по I-спину и Y;
2) $(K^+\varrho^+)$, $(\varkappa^0\varrho^0\bar{\varkappa}^0)$, $(\varrho^-\varkappa^-)$, η^0 по U-спину и Q;
3) $(\varrho^+\bar{\varkappa}^0)$, $(\varkappa^+\varrho^0\ \varkappa^-)$, $(\varrho^-\varkappa^0)$, η^0 по V-спину и Y_V.

*) Этот термин предложен Л. Б. Окунем для обозначения любых сильно взаимодействующих частиц.

**) Впервые токи подобного типа рассматривали Гелл-Манн и Леви [8].

***) Соотношение Гольдбергера — Треймена [10] связывает аксиально-векторный формфактор $g_A(q^2)$ при $q^2 = 0$ с эффективной константой взаимодействия, описывающего распад π-мезона, и константой πN-взаимодействия G_π: $2mg_A(0) = -G_\pi g_\pi$.

В первом случае (V-спин) Мэтьюс и Салам используют предложенную ранее идею Салама и Уорда[14] о связи между электромагнитными взаимодействиями и слабыми взаимодействиями в рамках теории с промежуточными заряженными векторными бозонами $W^{\pm}$. Предполагая, что в слабом взаимодействии нет нейтральных хадронных токов, Мэтьюс и Салам находят такую комбинацию спиноров V-пространства и I-пространства, в которой нейтральный ток связан только с электромагнитным полем. Это приводит к выбору тока J^+ в виде

$$J^+=\frac{1+\sqrt{3}}{2\sqrt{2}}\,\varrho^+ + \frac{1-\sqrt{3}}{2\sqrt{2}}\,\varkappa^+ ,$$

что совпадает с током Кабибо, поскольку

$$\operatorname{tg}\theta=\operatorname{tg}0{,}26=\frac{1-\sqrt{3}}{1+\sqrt{3}}\,.$$

Для использования U-спина заметим, что частицы ($\varkappa^+\varrho^+$) образуют спинор в U-пространстве. Если повернуть это пространство вокруг второй оси координат на угол θ, то мы получим U'-пространство. Векторный бозон можно рассматривать как спинор, а лагранжиан как скаляр в этом пространстве. На этом пути естественно получаются все результаты Кабибо *). Сверх того, можно получить некоторые новые предсказания, относящиеся к нелептонным распадам, где, однако, положение продолжает оставаться (как и в теории Кабибо) неудовлетворительным. Дело в том, что эти теории предсказывают примерно одинаковые скорости нелептонных распадов с $|\Delta I| = 1/2$ и с $|\Delta I| = 3/2$, что не соответствует экспериментальным данным. Мэтьюс и Салам предлагают воспользоваться для преодоления этой трудности механизмом, рассмотренным ранее Саламом и Уордом[17] (см. также[18]). На VI Рочестерской конференции Вентцель предложил для формулировки правила отбора $|\Delta I| = 1/2$ ввести фиктивные нейтральные изоспинорные «частицы», не несущие энергии и импульсы, но излучаемые и поглощаемые при распадах странных частиц. Он назвал эти частицы «спьюрионами» (от слова spurious (англ.) — поддельный; в советской литературе иногда неудачно называют их «шпурионами»). Салам и Уорд[17] показали, что можно найти естественную реализацию спьюриона в обычной теории поля. Такая реализация основана на предположении, что вакуумные средние $\langle K_1^0\rangle$ и $\left\langle \frac{\partial K_2^0}{\partial x_\lambda}\right\rangle$ (где K_1^0 и K_2^0 — поля K_1^0- и K_2^0- мезонов) отличны от нуля. Это означает возможность спонтанных переходов K^0-мезонов в вакуум, что графически можно изобразить в виде «головастика»: мезонная линия увенчивается шариком. Таким образом, «головастики» изображают спьюрионы. Теперь можно заметить, что лагранжиан Кабибо автоматически обеспечивает выполнение указанного предположения, если заряженные хадронные токи зависят от полей K-мезонов[18]. Тогда, например, матричный элемент распада $\Lambda \to N + \pi$ ($|\Delta I| = 1/2$, $\Delta S \neq 0$) можно представить как предел матричного элемента процесса $K + \Lambda \to N + \pi$ ($|\Delta I| = 0$, $\Delta S = 0$), что и может дать увеличение вероятности распада на порядок величины. Соответствующего механизма с $|\Delta I| = 3/2$, очевидно, не существует.

С. Глэшоу и С. Коулмен[19] широко использовали идею о спьюрионах для систематического построения теории сильных электромагнитных и слабых взаимодействий. Они ввели октет скалярных мезонов, которые могут испускаться и поглощаться в инвариантной относительно группы унитарной симметрии вершине, унося изоспин и странность, и которые в конечном счете «растворяются» в вакууме, приводя тем самым к нарушению унитарной симметрии. Электрически нейтральные члены этого октета действуют как система спьюрионов, переносящих в вакуум некоторые квантовые числа и приводящие в динамике к расщеплению масс внутри мультиплетов унитарной группы и внутри изотопических мультиплетов (электромагнитное расщепление). В слабых взаимодействиях эти спьюрионы приводят, по-видимому, к правилу отбора $|\Delta I| = 1/2$. Необходимо предположить, что «головастики» дают больший вклад, чем все остальные вершины. При этом нарушения унитарной симметрии сами будут обладать трансформационными свойствами генераторов унитарной группы, что соответствует современным представлениям. Глэшоу привел также некоторые формулы, дающие расщепление внутри заданного мультиплета унитарной группы, которые, по-видимому, хорошо выполняются. Он также привел формулы, связывающие расщепление масс внутри различных мультиплетов. Здесь расхождение с эмпирическими данными велико — до 100%! Приведем эти формулы. Формулы первого типа:

$$\frac{1}{2}(N+\Xi)=\frac{1}{4}(3\Lambda+\Sigma),\quad K=\frac{3\eta+\pi}{4}\,.$$

*) В последнее время появились работы Кабибо[15] и Розена[16], в которых U-спин и V-спин используются несколько иначе, чем в работах Мэтьюса и Салама.

Это — известные формулы Гелл-Манна — Окубо (см. [1]). (Здесь символы частиц обозначают их массу — в случае барионов, и квадрат массы — в случае мезонов.) Внутри изотопических мультиплетов должны выполняться соотношения:

$$\Xi^- - \Xi^0 = \Sigma^- - \Sigma^+ + p - n, \quad \Sigma^0 = \frac{1}{2}(\Sigma^+ + \Sigma^-), \quad \pi^0 = \pi^+.$$

Соотношения второго типа:

$$\frac{\Sigma^- - \Sigma^+}{\Xi - N} = \frac{2}{3}\,\frac{\Xi^- - \Xi^0 + p - n}{\Sigma - \Lambda},$$

$$\frac{K^0 - K^+}{K - \pi} = \frac{\frac{1}{2}(n + \Xi^0) - \frac{1}{2}(p + \Xi^-)}{\frac{1}{2}(\Xi + N) - \Sigma}.$$

Интересны результаты, полученные Глэшоу и Коулменом для электромагнитного расщепления масс частиц заданного изотопического мультиплета. Учет «головастиков» позволяет выразить все электромагнитные разности масс барионов и мезонов ($p - n$, $\Sigma^+ - \Sigma^0$, $\Sigma^- - \Sigma^0$, $\Xi^- - \Xi^0$, $K^+ - K^0$, $\pi^+ - \pi^0$) через один неизвестный параметр, который можно подобрать так, что достигается очень хорошее согласие с экспериментальными значениями.

Доклад Ю. Швингера [20], озаглавленный «Девятый барион?», посвящен попытке построения единой теории элементарных частиц. Свойства симметрии и динамика адронов выводятся из свойств фундаментальных полей, которые находятся в прямом соответствии с лептонами. Отличие адронов от лептонов — в величине константы связи. Сильное взаимодействие приводит к тому, что фундаментальные поля адронов нельзя непосредственно связать с наблюдаемыми частицами. Теория Швингера формулируется на языке обычной квантовой теории поля. Фермионные поля образуют фундаментальный триплет Ψ (как в модели Саката или в схеме «кварков» Гелл-Манна). Подобно тому как с сохраняющимся электрическим зарядом Q связано электромагнитное поле A, с нуклонным зарядом N связано нейтральное векторное поле B, «переносящее» сильные взаимодействия, а с лептонным зарядом L связано заряженное векторное поле Z, ответственное за слабые взаимодействия [21]. Кроме того, Швингер вводит *триплет векторных полей V с нуклонным зарядом $N = 2$. Поле Ψ (и V) имеет одну* заряженную и две нейтральные компоненты. Поля Ψ и V очень сильно взаимодействуют между собой и с полями своих античастиц через B-поле. Если пренебречь непосредственным взаимодействием между Ψ и V, то мы придем к упрощенной картине ядерного мира. Низко лежащие уровни энергии с $N = 0$, ± 1 образуют агрегаты, которые можно отождествить с наблюдаемыми барионами и мезонами. Мезонные состояния порождаются комбинациями полей $\bar{\Psi}_a \Psi_b$ и $\bar{V}_b V_b$, а барионные состояния — комбинациями $\bar{\Psi}_a V_b$ и $\bar{V}_a \Psi_b$. Поэтому мезоны группируются в унитарные октеты и синглеты, а барионы, будучи построенными из двух независимых унитарно-симметричных полей, образуют нонеты. В этом — решающее отличие теории Швингера от октетной модели Гелл-Манна — Неемана. Рассмотрение более сложной картины, в которой поля Ψ и V могут умеренно сильно взаимодействовать непосредственно между собой, позволяет получить (теория возмущений по умеренно сильному взаимодействию) соотношения Гелл-Манна — Окубо для масс мезонного октета и для масс восьми частиц барионного нонета. Предсказанная Швингером масса девятого бариона (1350 *Мэв*) близка к массе резонанса Λ_{1405}. Если этот резонанс действительно принадлежит нонету, то его спин и четность (которые пока неизвестны) должны быть $\frac{1}{2}^+$. Заметим, что по другим классификациям эта частица должна была иметь спин и четность $\frac{1}{2}^-$ или же $\frac{3}{2}^+$. Для квадратов масс векторных мезонных резонансов получается соотношение

$$(\varphi - \varrho)(\omega - \varrho) = \frac{4}{3}(K^* - \varrho)(\varphi + \omega - 2K^*),$$

причем предсказывается $\varrho^{1/2} = 752 \pm 5$ *Мэв*, а эмпирическое значение $\varrho^{1/2}$ равно 755 ± 5 *Мэв*. Теория также предсказывает, что $\frac{K - \pi}{K^* - \varrho} = 1$, а эмпирическое значение этого отношения равно $1{,}036 \pm 0{,}04$. Из теории Швингера следует существование девятого *псевдоскалярного мезона δ с массой $\delta^{1/2} \sim 1{,}5$ Бэв. Теория Швингера дает также* объяснение ширины и каналов распада некоторых резонансов. Например, нуклоны N не должны эффективно взаимодействовать с φ-мезонами, что согласуется с редким порождением φ в πN-столкновениях. Кроме того, отсюда следует подавление канала распада $\varphi \to \varrho\pi$, что также согласуется с наблюдениями.

В заключение рассмотрим, не входя в детали, три попытки связать группу внутренней симметрии с группой Лоренца. По современным представлениям, операторы сохраняющихся физических величин являются генераторами некоторых групп преобразований, относительно которых теория инвариантна. (Строго говоря, это относится только к непрерывным группам преобразований.) Так операторы спина J массы m, четности P связаны с преобразованиями пространства — времени, а операторы изотопического спина I, гиперзаряда Y, зарядов Q, N, L, зарядовой четности, G-четности — с группами внутренних симметрий. Пока известно лишь очень небольшое число фактов, которые, по-видимому, могут свидетельствовать о какой-то связи пространственно-временных групп с группами внутренних симметрий (см.[22]):

1) сохранение CP, а не P и C в отдельности; 2) связь между J, N и L для всех известных элементарных частиц: $(-1)^{2J} = (-1)^{N+L}$; 3) все мезоны имеют четность $P = -1$, для всех барионов (спин $1/2$) $P = +1$. Простейшая возможность объединенного описания возникла бы, если бы удалось найти группу, содержащую в качестве подгрупп группу Лоренца и группу внутренних симметрий.

Б. Курсуноглу рассмотрел 16-параметрическую группу, шесть генераторов которой задают однородную группу Лоренца, а десять остальных формально совпадают с компонентами тензора энергии — импульса электромагнитного поля. Алгебра Ли этой группы содержит три генератора, которые коммутируют со всеми остальными генераторами (ранг этой группы равен трем). Можно предположить, что эти генераторы являются операторами электрического, барионного и лептонного зарядов. Рассматриваемая группа содержит подгруппу унитарной симметрии (SU_3-группа) и подгруппу трехмерных вращений, изоморфную SU_2-группе. Последние, по-видимому, описывают спиновые свойства частиц. Однако при этом оказывается, что операторы спина не коммутируют с операторами гиперзаряда. Другая трудность состоит в том, что не удается сконструировать коммутирующие между собой генераторы неоднородной группы Лоренца. Тем самым оказывается нарушенной однородность пространства — времени.

А. Барут (см. [22]) предлагает 16-параметрическую комплексную однородную группу Лоренца с вещественной метрикой; эта группа оставляет инвариантной квадратичную форму $x^2 = x^{\mu}\overset{*}{x}_{\mu}$. Ранг этой группы также равен трем. Она содержит в качестве подгрупп унитарную группу U_3, вещественную группу Лоренца L и др. Теперь при заданном квадрате спина J^2 квадрат массы m^2 не может быть произвольным. Барут получил массовые формулы, которые обобщают формулы Гелл-Манна — Окубо в том смысле, что они являются точными следствиями предполагаемой группы симметрии. Заметим, что формула Барута содержит только квадраты масс частиц (барионов и мезонов) и что из нее приближенно следует формула Гелл-Манна — Окубо.

Нееман и Розенс предположили, что обычное пространство — время как-то искривлено. Тогда его можно вложить в десятимерное псевдоевклидово пространство (5 пространственно-подобных и 5 времени-подобных координат). Предполагая, что можно пренебречь кривизной на расстояниях порядка радиуса действия сил, ответственных за сильные взаимодействия хадронов, Нееман и Розенс описывают пространственно-временные свойства хадронов с помощью четырехмерного псевдоевклидова касательного пространства. Для описания внутренних симметрий используется ортогональное шестимерное пространство. Группа внутренних симметрий (SU_4) изоморфна группе вращений в шестимерном вещественном евклидовом пространстве. Нарушение этой симметрии связано с дальнодействующими силами (типа электромагнетизма). Слабые взаимодействия не рассматриваются *).

А. Т. Филиппов

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. М. Гелл-Манн, А. Розенфельд, Дж. Чу, УФН **83**, 695 (1964).
2. G. O. Freund, Morales, H. Ruegg, D. Speiser, Nuovo Cim. **25**, 307 (1962).
3. Л. Б. Окунь, И. Я. Померанчук, ЖЭТФ **30**, 424 (1956).
4. А. А. Логунов, Нгуен Ван Хьеу, Сянь Дин-чан, Препринт ОИЯИ Е-1150, Дубна (1964).
5. Б. Д'Эспанья, Доклад на XI Межд. конференции по физике высоких энергий, Женева, 1962 (см. перевод в сб. «Элементарные частицы и компенсирующие поля», М., 1964).
6. S. Meshkov, G. A. Snow, G. B. Jodh, Phys. Rev. Lett. **12**, 87 (1964).
7. N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963).
8. M. Gell-Mann, M. Levy, Nuovo Cim. **16**, 703 (1960).
9. С. С. Герштейн, Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ **29**, 698 (1955).

*) Недавно Б. А. Арбузов [23] предложил теорию, в которой с помощью искривленного пространства, вложенного в псевдоевклидово пространство, описываются взаимодействия лептонов.

10. M. L. Goldberger, S. B. Treiman, Phys. Rev. **110**, 1178 (1958).
11. Levinson, Lipkin, Meshkov, Phys. Lett. **1**, 44 (1962); Nuovo Cim. **23**, 236 (1962); Phys. Rev. Lett. **10**, 361 (1963).
12. Jamaguchi, Progr. Theor. Phys. **11**, 37 (1959).
13. P. Matthews, A. Salam, Phys. Lett. 8, 357 (1964).
14. A. Salam, J. C. Ward, Nuovo Cim. **11**, 568 (1959) (имеется перевод в сб. «Элементарные частицы и компенсирующие поля», М., 1964).
15. N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **12**, 62 (1964).
16. S. P. Rosen, Phys. Rev. Lett. **12**, 408 (1964).
17. A. Salam, J. C. Ward, Phys. Rev. Lett. **5**, 390 (1960).
18. A. Salam, Phys. Lett. 8, 216 (1964).
19. S. Coleman, S. Glashow, Phys. Rev. **134**, 313 (1964).
20. J. Schwinger, Phys. Rev. Lett. **12**, 237 (1964); Phys. Rev. **135B**, 816 (1964).
21. J. Schwinger, Ann. Phys. **2**, 407 (1957).
22. A. O. Barut, Nuovo Cim. **32**, 234 (1964); Phys. Rev. **135B**, 839 (1964).
23. Б. А. Арбузов, ЖЭТФ **46**, 1265 (1964).