

М. А. Марков
Ученый секретарь
ИД 56. Д. А. Давидов

АКАДЕМИИ НАУК СССР
—
ACADEMY OF SCIENCES OF THE USSR

М. А. МАРКОВ
О СИСТЕМАТИКЕ
ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

M. A. MARKOV
ON THE CLASSIFICATION
OF FUNDAMENTAL PARTICLES

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР
Москва—1955

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
—
ACADEMY OF SCIENCES OF THE USSR

М. А. МАРКОВ
О СИСТЕМАТИКЕ
ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ
—

M. A. MARKOV
ON THE CLASSIFICATION
OF FUNDAMENTAL PARTICLES

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР
Москва—1955

О СИСТЕМАТИКЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

В настоящее время число известных элементарных частиц сильно увеличилось. Появилась тенденция систематизировать эти частицы по каким-либо признакам.

Несмотря на то, что все эти попытки еще очень формальны и довольно бедны конкретным содержанием, они несомненно имеют значительную эвристическую ценность. Но, конечно, самое главное заключается в том, что эти попытки могут содержать в принципе существенные черты будущей последовательной теории элементарных частиц.

Возвращаясь к нашей более узкой теме, можно сказать, что в настоящее время наиболее широко обсуждается систематика гиперонов и различных мезонов в том виде, в котором она нашла свое выражение в докладе М. Гель-Манна [1] на Пизанской конференции по элементарным частицам (июнь 1955 г.).

Большой интерес представляет и некоторая модификация этой систематики, предложенная недавно Саламом и Полкинхорном [2]. Надо заметить, что систематика частиц, о которой идет речь, явилась в результате длинного ряда поисков и попыток, среди которых существенную роль сыграли известные работы А. Пейса [3].

По Гель-Манну, зарядовое число Q/e частицы для компонента зарядового мультиплетта дается в виде

$$\frac{Q}{e} = I_z + n/2 - s/2, \quad (1)$$

где I_z — слагающая изотопического спина, n — число частиц минус число античастиц (нуклонов, гиперонов).

Нуклонам, гиперонам, мезонам (бозонам) приписывается особое «странное» квантовое число S ; для протонов (N^+), нейтронов (N) и π^\pm -мезонов $S = 0$; для Λ^0 , Σ , $S = -1$; для θ^0 , θ^\pm , $S = +1$; для каскадного гиперона Ξ^- , Ξ^0 , $S = -2$. Для античастиц S меняет знак.

N , Λ^0 , Σ , Ξ -фермионы, существуют античастицы \bar{N} , $\bar{\Lambda}^0$, $\bar{\Sigma}$, $\bar{\Xi}$; $\bar{\theta}^0$ и $\theta^- \equiv \bar{\theta}^+$ считаются античастицами частиц θ^0 и θ^+ . S сохраняется при сильных и электромагнитных взаимодействиях и не сохраняется при взаимодействиях слабых ($\Lambda^0 \rightarrow N^+ + \pi^-$). Для изменения числа S устанавливается правило $\Delta S = \pm 1$.

Сохранение числа S при сильных и электромагнитных взаимодействиях приводит:

1) к относительной стабильности гиперонов и тяжелых мезонов;

2) при сильных взаимодействиях гипероны образуются в паре с частицей, обладающей S , равным по величине S гиперона, но противоположным по знаку.

Ниже нами делается попытка развить некоторые представления о гиперонах, как возбужденных состояниях нуклонов [4]. В рамках этих представлений не только наглядно интерпретируются все существенные свойства схемы Гель-Манна, но и дается ряд новых физических предсказаний, имеющих экспериментальный интерес. В последующее изложение, смотря по науч-

ному вкусу, можно либо вкладывать далеко идущее содержание конкретных физических представлений, либо видеть пока лишь удачно найденную полезную алгебру физических реакций. Ясность в этот вопрос могут внести дальнейшие эксперименты.

а) Мы предполагаем, что нуклоны (N^+ , N) могут находиться в возбужденных состояниях:

$$N_0; N_1; N_2; \dots; N_s. \quad (2)$$

Наинизшее состояние N_0^+ , N_0 соответствует протону и нейтрону.

Первое возбужденное состояние (N_1) соответствует Λ^0 и Σ^\pm , в наших обозначениях N_1 , N_1^\pm ; второе — каскадному гиперону Ξ^0 , Ξ^- , в наших обозначениях N_2 и N_2^- .

В принципе возможен нуклон S -го возбуждения N_s . Этому ряду фермионов соответствует ряд античастиц

$$N_{-0}; N_{-1}; N_{-2}; \dots; N_{-s}. \quad (3)$$

в) Мы предполагаем, что нуклоны во всех возбужденных состояниях взаимодействуют со всеми другими полями так же, как протоны и нейтроны. Это утверждение относится к тем взаимодействиям, при которых уровень возбуждения S не меняется.

Нам бы не хотелось на современной стадии понимания вопроса сильно конкретизировать содержание понятия возбужденного состояния нуклона.

с) Мы предположим, что переходы между возбужденными состояниями сильно запрещены, что практически с малой вероятностью возможны лишь переходы

$$\Delta S' = \pm 1. \quad (4)$$

Для методических целей можно представлять себе функцию нуклона как произведение обычной волновой функции уравнения Дирака $\varphi(x)$ на некоторую функцию $\chi_s(r_0 \xi)$, которая может характеризовать различные допустимые возбужденные внутренние состояния нуклонов (ξ — некоторое «внутреннее» четырехмерное пространство частицы, r_0 — эффективные размеры частицы). В настоящее время имеется много работ, в которых обсуждаются уравнения с внутренними степенями свободы для элементарных частиц. Но так как эта область пока еще не находится по ряду причин в удовлетворительном состоянии, мы не будем связывать себя какой-либо конкретной математической моделью, поскольку мы пока не ставим перед собой количественных задач*. Для нас может быть важно одно общее свойство подобных состояний, а именно: матричный элемент перехода из одного состояния нуклона в другое возбужденное состояние, происходящего под влиянием любого внешнего поля, для широкого класса обсуждаемых функций внутренних состояний может содержать характерную величину

$$\left(\frac{r_0}{\lambda}\right)^m, \quad (5)$$

где r_0 — размеры нуклона, λ — длина волны того излучения, под влиянием которого совершается переход [5]; степень m тем больше, чем больше разность чисел S и S' , характеризующих начальное и конечное состояния нуклона.

* Для методических и иллюстративных целей удобна осцилляторная модель, предложенная автором [5].

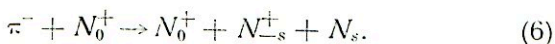
с') Малость r_0 обеспечивает относительную стабильность возбужденных состояний нуклонов, т. е. гиперонов.

В частности, выбором малого r_0 можно получить наблюдаемое время жизни Λ^0 -частицы как первого возбужденного состояния нуклона [5]. Благодаря малости r_0 , переходы практически возможны только между соседними уровнями

$$\Delta S = \pm 1.$$

Малость r_0 приводит к малой вероятности возбуждения высших состояний нуклона, например π -мезонным полем, т. е. делает маловероятным одиночное рождение гиперонов* вплоть до волновых чисел k подающего мезона порядка $1/r_0$ ** . Обратно, малость r_0 обеспечивает относительную стабильность гиперона, т. е. обеспечивает относительное сохранение числа S — номера возбуждения гиперона. По предположению в), все квантовые переходы без изменения числа S не зависят от малости r_0/λ ***.

Таким образом, переход гиперона из состояния ψ_s с отрицательной энергией в состояние положительной энергии не запрещается малостью r_0/λ [4]. Следовательно, реакция, приводящая к рождению пары гиперон — антигиперон в этом смысле разрешена. Например,



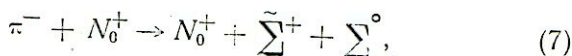
* В том числе, конечно, и рождение гиперона в паре с π -мезоном.

** Осцилляторная модель нуклонных возбуждений дает $r_0 \sim 10^{-10}$ см, т. е. энергии мезонов $E \sim 10^{14}$ эв.

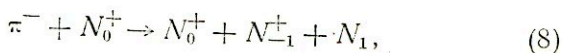
*** Во всяком случае для $\frac{r_0}{\lambda} \ll 1$.

Здесь N_s обозначает нейтральный гиперон S -го возбуждения, N_{-s}^+ — антипротон S -го возбуждения.

Подобная реакция разрешена и в систематике Гельманна. Например,



так как Σ^0 имеет «странное» число, равное 1, а $\tilde{\Sigma}^+$ имеет «странное» число, равное -1 . Или в наших обозначениях



т. е. с точки зрения предлагаемой нами схемы «странное» число S есть номер возбужденного состояния нуклона.

д) Далее, нами было предположено [4], что нуклоны и антинуклоны могут объединяться в бозоны*. Например,

$$\begin{aligned} \pi^0 &\equiv \pi_{00} \equiv (N_0^+ + N_{-0}); \quad \pi_{0,-1} \equiv (N_0^+ + N_{-1}^+) \equiv \theta^0; \\ \pi_{l,-s} &\equiv (N_l + N_{-s}). \end{aligned} \quad (9)$$

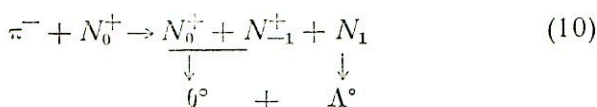
Это предположение можно понимать тривиально: частица и античастица могут, аннигилировав, рождать π -мезоны и другие бозоны. В таком виде это предположение очень вероятно и достаточно для многих дальнейших следствий. Но нам тем не менее хотелось бы понимать возможность указанных реакций в смысле известной обобщенной идеи Ферми — Янга [7], т. е. понимать эти системы как результат сильного контактного взаимодействия реальных частиц и античастиц, приводящего к большому дефекту масс.

* Подобная идея была высказана также М. Леви и Р. Маршаком [6].

Во всяком случае желательно иметь в виду эту гипотезу при дальнейших обсуждениях, так как она ведет к ряду следствий, доступных, как мы увидим, экспериментальной проверке.

Существенно отметить, что если гиперону, т. е. возбужденному нуклону, приписывается число S , а антигиперону число $-S$ (или наоборот), то тем самым по d) определяется «странное» число S для бозона $\pi_{0,-s}$; оно совпадает со «странным» числом возбужденного антигиперона, т. е. оно равно $-S$.

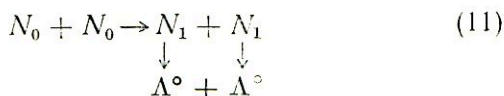
Например, реакция



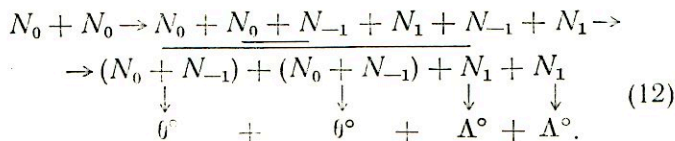
разрешена и в смысле Гель-Манна, так как «странные» числа S для θ^0 и Λ^0 равны по величине и противоположны по знаку.

Предположения а), б), с), d) дают возможность строить простую и очень удобную алгебру реакций.

Легко видеть, например, что реакция



запрещена*, но разрешена реакция



* Опыты Б. Понтекорво [8] для реакции (11) дают $\sigma < 10^{-31}$ см², т. е. эта реакция, действительно, сильно запрещена.

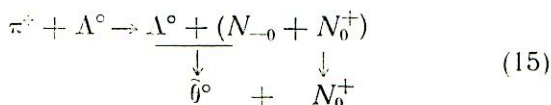
θ^0 и $\tilde{\theta}^0$ -частицы. Из предыдущего следует алгебраическая формула для θ^0 в виде

$$\theta^0 \equiv (N_0^+ + N_{-1}^+); \equiv (N_0^+ + \tilde{\Sigma}^+). \quad (13)$$

Переходя к зарядово-сопряженной θ^0 -частице, имеем

$$\tilde{\theta}^0 \equiv (N_0^+ + \widetilde{N_{-1}^+}) \equiv (N_{-0}^+ + N_1^+); \equiv (\tilde{N}_0^+ + \dot{\Sigma}^+). \quad (14)$$

Таким образом, мы приходим, как и в схеме Гель-Манна, к возможному существованию частицы и античастицы для θ^0 -мезона. Из алгебры этой реакции ясно, что $\tilde{\theta}^0$ не может образоваться в реакции типа (10), реакция $\pi^- + N_0^+ \rightarrow \tilde{\theta}^0 + \Lambda^0$ запрещена. Но $\tilde{\theta}^0$ могла бы образоваться, например, в реакции



Также возможно рождение $\tilde{\theta}_0$ в паре с θ^0

$$\begin{aligned} N_0^+ + N_0^+ &\rightarrow N_0^+ + N_0^+ + \underline{(N_{-0} + N_0) + (N_{-1} + N_1)} \rightarrow \\ &\rightarrow N_0^+ + N_0^+ + \tilde{\theta}^0 + \theta^0 \end{aligned} \quad (16)$$

С точки зрения систематики Гель-Манна, θ^0 и $\tilde{\theta}^0$ обладают $S = -1$ и $S = +1$, как это следует из алгебраической формулы этих частиц. Но, в отличие от систематики Гель-Манна, наша алгебра реакции приводит и к другому виду θ^0 -частиц. Действительно, например,

$$\pi^+ + N_0 \rightarrow \frac{N_0 + N_{-1} + N_1^+}{\downarrow \theta_1^0 \quad \downarrow \Sigma^+} \quad (17)$$

т. е.

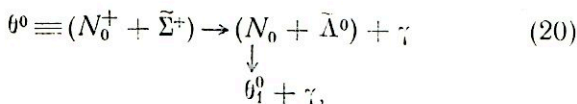
$$\begin{aligned} \theta_1^0 &\equiv (N_0 + N_{-1}) \equiv (N_0 + \bar{\Lambda}^0); \quad \bar{\theta}_1^0 \equiv (N_{-0} + N_1) \equiv \\ &\equiv (\bar{N}_0 + \Lambda^0). \end{aligned} \quad (18)$$

Легко видеть, что θ_1^0 со временем может перейти в $\bar{\theta}_1^0$, если N_0 и $\bar{\Lambda}^0$ и θ_1^0 обмениваются возбуждениями, т. е. $N_0 \rightarrow N_1$ и $N_{-1} \rightarrow N_{-0}$, и тогда

$$\theta_1^0 \rightarrow \bar{\theta}_1^0. \quad (19)$$

Этот любопытный процесс идет медленно с изменением «странного» числа. Исходя из других соображений, подобные свойства θ^0 -частиц были указаны Гель-Манном и Пейсом[9]. В этой связи Гель-Манн и Пейс указали ряд любопытных свойств θ^0 -частиц.

Надо заметить, что θ_1^0 и θ^0 могут существенно отличаться по своей массе, так как массы Λ^0 и Σ^+ различны*. Более того, возможна быстрая реакция



если $\bar{\Sigma}^+$ может обмениваться с протоном N_0^+ зарядом и превратиться в Λ^0 .

Σ -частицы. В систематике Гель-Манна принимается, что существует изотопический триплет

$$\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-. \quad (21)$$

* С этой точки зрения по Ферми — Янгу возможны два вида π^0 -мезонов: $\pi^0 \equiv (N_0 + N_{-0})$ и $\pi^0 \equiv (N_0^+ + N_{-0}^+)$; они могли бы отличаться небольшим значением массы.

Любопытная особенность этой группы фермионов заключается в том, что частица Σ^+ , которая распадается по схеме

$$\Sigma^+ \rightarrow N_0 + \pi^+, \quad (22)$$

и частица Σ^- , которая распадается по схеме

$$\Sigma^- \rightarrow N_0 + \pi^-, \quad (23)$$

не являются частицами и античастицами. Здесь создается ситуация, которой не было прецедента среди фермионов: античастицы этих гиперонов снова должны быть частицами обоих знаков электрических зарядов*.

В систематике Гель-Манна компонент Σ^0 данного изотопического триплета не совпадает с наблюдаемой Λ^0 -частицей. Λ^0 -частица выделяется в изотопический синглет. Основанием подобной точки зрения является лишь некоторое различие в массах Σ^+ и Λ^0 -частиц.

Мы имеем некоторое различие в массах π^0 и π^\pm -мезонов, составляющих изотопический триплет. Можно ли быть уверенным, что различие в массах Λ^0 и Σ^+ -частиц недопустимо для изотопического триплета? Мы пока еще мало знаем природу этих частиц.

Предположение о возможном существовании Σ^0 , однако, представляет большой интерес, так как этот вопрос может быть объектом экспериментальных исследований.

К сожалению, известные эксперименты, в которых можно было бы видеть подтверждение существования Σ^0 -частицы [10], допускают и другое толкование. Действительно, следствием употребляемой нами алгебры реакций, в реакции $\pi^- + N_0^+$ возможно возникновение

* К сожалению, надежных случаев Σ^- еще очень мало.

в паре с Λ° -частицей, как $\theta_1^0 \equiv (N_0 + \tilde{\Lambda}^\circ)$, так и $\theta^\circ \equiv (N_0^+ + \tilde{\Sigma}^+)$ -частицы

$$\pi^- + N_0^+ \rightarrow N_0 + \pi^\circ \rightarrow \underbrace{N_0 + \tilde{\Lambda}^\circ + \Lambda^\circ}_{\theta_1^0 + \Lambda^\circ} \quad (\alpha)$$

$$\pi^- + N_0^+ \rightarrow \underbrace{N_0^+ + \tilde{\Sigma}^+}_{\downarrow \theta^\circ} + \Lambda^\circ \quad (\beta)$$

а так как $\theta^\circ \rightarrow \theta_1^0 + \gamma$, то истолкование указанных опытов могло быть связано не с наличием двух гиперонов Λ° и Σ° , а с наличием двух частиц θ° и θ_1^0 , а может быть, и тех и других вместе.

Однако эффекты θ° и Σ° можно разделить и наблюдать в чистом виде, например изучая выполнение законов сохранения в реакции

$$N_0^+ + N_0^+ \rightarrow N_0^+ + N_0^+ + \theta_1^0 + \tilde{\theta}_1^0, \quad (24)$$

$$N_0^+ + N_0^+ \rightarrow N_0^+ + N_0^+ + \theta^\circ + \tilde{\theta}^\circ, \\ \downarrow \theta_1^0 + \gamma + \downarrow \tilde{\theta}_1^0 + \gamma, \quad (25)$$

или в реакции с образованием гиперонных пар

$$N_0^+ + N_0^+ \rightarrow N_0^+ + N_0^+ + \tilde{\Sigma}^\circ + \Sigma^\circ. \quad (26)$$

Хотя ничто в нашей схеме не противоречит предположению относительно существования Σ° , можно считать пока еще не исключенной возможность в систематике Гель-Манна замены Σ° на Λ° .

Каскадный гиперон $\Xi(N_2)$. До сих пор известен лишь случай Ξ^- -частицы, т. е. N_2^- в наших обозначениях, которая распадается согласно реакции

$$\Xi^- \rightarrow \Lambda^\circ + \pi^-. \quad (27)$$

Формула реакции с образованием Ξ^- -частицы от π^- -мезона на протоне N_0^+ запишется в виде

$$\pi^- + N_0^+ \rightarrow N_0 + \pi^0 \rightarrow N_0 + N_{-2}^- + N_2^- \equiv N_0 + \tilde{\Xi}^- + \Xi^-. \quad (28)$$

Если нейтрон N_0 и каскадный антигиперон ($\tilde{\Xi}^-$) не могут почему-либо образовать систему с большим дефектом масс, то каскадный гиперон образуется лишь в паре с каскадным антигипероном. Тогда энергетический порог его образования очень высок.

Если же $(N_0 + \tilde{\Xi}^-)$ образует новую систему с большим дефектом масс, то в паре с каскадным гипероном возникает новая частица

$$X^+ \equiv (N_0 + N_{-2}^-) \equiv (N_0 + \tilde{\Xi}^-). \quad (29)$$

Переходя к зарядовому сопряжению в системе X^+ , получаем

$$X^- = \tilde{X}^+ \equiv (N_{-0} + N_2^-) \equiv (\tilde{N}_0 + \Xi^-). \quad (30)$$

Если существует нейтральный каскадный гиперон Ξ^0 , т. е. N_2 , то он мог бы быть получен, например, в реакции

$$\pi^- + N_0^+ \rightarrow N_0 + \pi^0 \rightarrow N_0 + N_{-2} + N_2 \rightarrow X^0 + \Xi^0, \quad (31)$$

где $X^0 \equiv (N_0 + N_{-2}) \equiv (N_0 + \tilde{\Xi}^0)$. Отсюда получаем анти X^0 :

$$\tilde{X}^0 \equiv (N_{-0} + N_2) \equiv (\tilde{N}_0 + \Xi^0). \quad (32)$$

В отличие, например, от частицы θ_1^0 , X^0 , однако, не может прямо перейти в свою античастицу, так как по условию (4) $\Delta S = \pm 1$. Но X^0 может со временем перейти в совсем другую частицу, если внутри системы X^0 N_0 возбудится за счет N_{-2} , т. е.

$$X^0 \equiv (N_0 + N_{-2}) \rightarrow (N_1 + N_{-1}) \equiv (\Lambda^0 + \tilde{\Lambda}^0) \equiv \pi_{11}. \quad (33)$$

Система $(\Lambda^\circ + \tilde{\Lambda}^\circ)$ (при достаточной для этого энергии покоя X°) превратится в π -мезоны. Или

$$\begin{aligned}
 (\Lambda^\circ + \tilde{\Lambda}^\circ) &\rightarrow (\Lambda^\circ + \tilde{\Lambda}^\circ) + (N_0 + \tilde{N}_0) \rightarrow \\
 &\rightarrow (\Lambda^\circ + \tilde{N}_0) + (\tilde{\Lambda}^\circ + N_0) \equiv \tilde{\theta}_1^0 + \theta_1^0. \quad (34)
 \end{aligned}$$

Предположение Гель-Манна, что с каскадным гипе-роном должны одновременно рождаться две одинаковых θ° -частицы, противоречит нашей алгебре, вернее оно менее вероятно. Действительно, возможен процесс

$$X^\circ \equiv (N_0 + N_{-2}) \rightarrow (N_0 + N_{-1}) + \pi^\circ \equiv \theta_1^0 + \pi^\circ. \quad (34')$$

Но превращение $X^\circ \rightarrow \theta_1^0 + \theta_1^0$ будет уже процессом более высокого (третьего) порядка в слабых взаимодействиях (с изменением S). Если масса покоя X° близка к массе θ_1^0 -частицы, то процесс (34') возможен лишь в промежуточном состоянии, и алгебра приводит, например, к результату

$$\begin{aligned}
 X^\circ &\equiv (N_0 + N_{-2}) \rightarrow (N_0 + N_{-1}) + \pi^\circ \rightarrow \\
 &\rightarrow (N_0 + N_{-0}^+) + \pi^+ + \pi^\circ \rightarrow \pi^- + \pi^+ + \pi^0.
 \end{aligned}$$

В этом случае X^0 -частица ближе напоминает известную τ -частицу. Но этот вывод не является однозначным, так как возможен другой путь распада той же частицы:

$$X^\circ \equiv (N_0 + N_{-2}) \rightarrow (N_1 + N_{-1}) \equiv (\Lambda^\circ + \tilde{\Lambda}^\circ) \rightarrow \pi^+ + \pi^-,$$

который нашей алгеброй также не запрещается.

Существенное отличие нашей алгебры от систематики Салама и Полкинхорна заключается в том, что для X° -мезона невозможно быстрое превращение в π -мезоны, как это по Саламу возможно для τ° -мезона. Мы видим, таким образом, что исследование частиц,

рождаемых в паре с каскадным гипероном, — одна из важных экспериментальных задач.

Зарядовые мультиплеты. Предположения а), б), с), d), положенные в основу нашей алгебры частиц, не содержат каких-либо утверждений об изотопическихospинах рассматриваемых частиц. Все предыдущие результаты имели бы смысл и даже при отсутствии изотопической инвариантности.

Распределение гиперонов по зарядовым мультиплетам пока не является однозначным. Мы имеем в виду изотопический спин, например τ -мезона, мультиплетную принадлежность Λ^0 -частицы, существование Σ^0 и Ξ^0 . Но во всяком случае достоверно, что среди известных частиц нет частиц с электрическим зарядом, большим единицы.

Примем следующую таблицу изотопических нуклонов (табл. 1).

Т а б л и ц а 1

Состояние	Спин
N_0^+, N_0^-	$1/2, -1/2$
$\Sigma^+, \Lambda^0, \Sigma^-$	$1, 0, -1$
Ξ^0, Ξ^-	$1/2, -1/2$

Пользуясь нашей алгеброй реакции, мы можем получать для мезонов лишь слагающие изотопического спина I_z (табл. 2).

Т а б л и ц а 2

$$\begin{array}{lll}
 \pi^- \equiv (N_0^+ + \tilde{N}_0^+); & \pi^0 \equiv (N_0^+ + \tilde{N}_0^0); & \pi^+ \equiv (\tilde{N}_0^+ + \Lambda_0^+) \\
 -1/2 - 1/2 = -1 & -1/2 + 1/2 = 0 & 1/2 + 1/2 = 1 \\
 & I = 1; I = 0 & \\
 \theta_1^0 \equiv (N_0^+ + \tilde{\Lambda}_0^0); & \tilde{\theta}_1^0 \equiv (\tilde{N}_0^+ + \Lambda^0); & \theta_1^+ \equiv (N_0^+ + \Lambda^+); & \theta_1^- \equiv (\tilde{N}_0^+ + \Lambda^-) \\
 -1/2 + 0 = -1/2 & 1/2 + 0 = 1/2 & 1/2 + 0 = 1/2 & -1/2 + 0 = -1/2.
 \end{array}$$

$$\begin{array}{l}
\theta^+ \equiv (N_0^+ + \tilde{\Sigma}^-); \quad \theta^0 \equiv (N_0^+ + \tilde{\Sigma}^+); \quad \tilde{\theta}^0 \equiv (N_0^+ + \Sigma^+); \quad \theta^- \equiv (\tilde{N}_0 + \Sigma^-) \\
-1/2 + 1 = 1/2 \quad 1/2 - 1 = -1/2 \quad -1/2 + 1 = 1/2 \quad 1/2 - 1 = -1/2, \\
\theta^{++} \equiv (N_0^+ + \tilde{\Sigma}^-); \quad \theta^{--} \equiv (\tilde{N}_0^+ + \Sigma^-) \\
1/2 + 1 = 3/2 \quad -1/2 - 1 = -3/2. \\
\theta_2^+ \equiv (\tilde{N}_0 + \Sigma^+); \quad \theta_2^- \equiv (N_0 + \tilde{\Sigma}^+) \\
1/2 + 1 = 3/2 \quad -1/2 - 1 = -3/2.
\end{array}$$

Если мы, в согласии с экспериментальными данными, предположим, что не реализуются двузарядные состояния частиц, то мы должны вычеркнуть из нашей таблицы случаи с изотопическим спином $I_z = 3/2$, т. е. случаи θ^{++} , θ^{--} , θ_2^+ , θ_2^- .

Последнее требование однозначно определяет и полный изотопический момент всех θ -мезонов. θ -мезоны образуют изотопические дублеты с $I = 1/2$.

Остается лишняя возможность для π^0 -мезона — это изотопический скаляр. Реализуется ли такая возможность для π^0 -мезона или нет, на этот вопрос сможет ответить лишь более детальная теория этих систем и эксперимент.

Мы видим, что, по аналогии с θ^0 , заряженные θ^\pm -частицы получают также двух родов: θ^\pm и θ_1^\pm .

Так же как и в случае нейтральных θ^0 -частиц, θ^\pm -частица может со временем переходить в θ_1^\pm с излучением γ -кванта. Проверить возможность реакции $\theta^\pm \rightarrow \theta_1^\pm + \gamma$, конечно, проще с заряженными частицами.

Существенно заметить, что θ_1^- - и θ^- -частицы, как это следует из алгебры реакции, не могут быть получены в паре с гипероном, в отличие от θ^+ и θ^0 . Алгебраическая формула θ_1^- и θ^- содержит антинуклоны \tilde{N}_0^+

и \tilde{N}_0 . Поэтому θ_1^- и θ^- могут рождаться лишь в паре с θ_1^+ и θ . Например,

$$N_0^+ + N_0^+ \rightarrow N_0^+ + N_0^+ + (N_0^+ + \tilde{N}_0^+) + \\ + (\Lambda^0 + \tilde{\Lambda}^0) \equiv N_0^+ + N_0^+ + \theta_1^+ + \theta_1^-. \quad (34)$$

Наблюдаемое превышение числа θ^+ над θ^- может объясняться именно этим обстоятельством. С одной стороны порог реакции с образованием θ^- -частиц лежит выше порога реакции для образования θ^+ . С другой стороны, наличие нуклонов в составе вещества (а не антинуклонов) увеличивает число реакции, в которых получаются положительные θ^+ -частицы (табл. 2).

Для больших энергий (космические лучи) лишь последнее обстоятельство может играть существенную роль. Интересно отметить, что для гипотетической частицы X , рождающейся в паре с каскадным гипероном, получаются значения I_z , которые, может быть, свидетельствуют о неправильной трактовке Ξ^- как компонента вектора $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$, объединяющего Ξ^- -частицы и нуклоны.

Действительно, в этом случае мы имеем

$$X_1^+ \equiv (N_0^+ + \tilde{\Xi}^0); \quad X_1^- \equiv (\tilde{N}_0^+ + \Xi^0) \\ \begin{array}{ll} \frac{1}{2} - \frac{1}{2} = 0 & -\frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 0 \\ I = 1; I = 0 & I = 1; I = 0 \end{array} \\ X_1^0 \equiv (N_0 + \tilde{\Xi}^0); \quad \tilde{X}_1^0 \equiv (\tilde{N}_0 + \Xi^0) \\ \begin{array}{ll} -\frac{1}{2} - \frac{1}{2} = -1 & \frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 1 \\ I = 1 & I = 1 \end{array} \\ X_2^+ \equiv (N_0 + \tilde{\Xi}^-); \quad X_2^- \equiv (\tilde{N}_0 + \Xi^-) \\ \begin{array}{ll} -\frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 0 & \frac{1}{2} - \frac{1}{2} = 0 \\ I = 1; I = 0 & I = 1; I = 0 \end{array}$$

Другими словами, из компонентов X нельзя составить ни триплета, ни дублета в изотопическом пространстве, а изотопические синглеты могут быть представлены только заряженными X -частицами*.

Во всяком случае нейтральная частица с изотопическим спином, равным нулю, не может возникать в паре с каскадным гипероном и появление скалярного X^0 с точки зрения нашей схемы явилось бы неожиданным**.

Распад гиперонов и тяжелых мезонов. Распад гиперонов интерпретируется как переход между возбужденными состояниями S и S' -нуклона. Этот процесс регулируется условием (4): $\Delta S = \pm 1$; поэтому мало вероятен прямой переход $\Xi^- \rightarrow N_0^+ + \pi^- + \pi^-$, а этот процесс идет каскадом.

На основании предположения в) гипероны должны, как и нуклоны, взаимодействовать с β -полем (e, ν) и с полем μ, γ .

Если предположить, что спин всех гиперонов половина, то для времен их жизни относительно β -распада получаются значения (при $G = 2 \cdot 10^{-49}$)

$$\begin{aligned} t_{\Lambda^0 \beta} &= 2 \cdot 10^{-8} \text{ сек}; & \tau_{\Sigma \beta} &= 2,7 \cdot 10^{-9} \text{ сек}; \\ t_{\Xi \beta} &= 1,7 \cdot 10^{-10} \text{ сек}. \end{aligned} \quad (35)$$

* Таким же образом в пространстве μ (Салам и Полкинхорн) не может быть вектором.

** Может быть, в систематике Салама и Полкинхорна в один вектор ($1/2; 1/2$) следовало бы объединять лишь частицы одной массы:

$$\Xi^-, \Xi^0; \tilde{\Xi}^-, \tilde{\Xi}^0.$$

Но тогда схема Салама и Полкинхорна несколько теряет в своей стройности: получается два вектора (Ξ и N).

Так как время жизни Ξ^- относительно распада этой частицы на $\pi^- + \Lambda^0$ примерно такого же порядка, то наблюдение β -распада Ξ^- -частицы представляло бы некоторый интерес. А его отсутствие могло бы свидетельствовать, в частности, о более высоких, чем половина, собственных моментах Ξ^- , которые в принципе могли бы вызвать этот запрет.

Если, например, спин θ^0 -частицы равен нулю и нет никаких специальных запретов, то формула θ^0 непосредственно показывает схему распада

$$\begin{aligned} \theta^0 \equiv (N_0 + \tilde{\Lambda}^0) &\rightarrow (N_0 + \tilde{N}_0^+) + \pi^+ \rightarrow \pi^- + \pi^+, \\ \tilde{\Lambda}^0 &\rightarrow \tilde{N}_0^+ + \pi^+ \end{aligned} \quad (36)$$

$$\begin{aligned} \theta^+ \equiv (N_0^+ + \tilde{\Lambda}^0) &\rightarrow (N_0^+ + \tilde{N}_0^+) + \pi^+ \rightarrow \pi^0 + \pi^+, \\ \tilde{\Lambda}^0 &\rightarrow \tilde{N}_0^+ + \pi^+ \end{aligned} \quad (37)$$

Если время жизни сорта θ^+ сравнимо с $\tau_{\Lambda^0 p}$, то

$$\theta^+ \equiv (N_0^+ + \tilde{\Lambda}^0) \rightarrow (N_0^+ + \tilde{N}_0^+) + e^+ + \nu \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu, \quad (38)$$

или *

$$\theta^+ \equiv (N_0^+ + \tilde{\Lambda}^0) \rightarrow (N_0^+ + \tilde{N}_0^+) + \mu^+ + \nu \rightarrow \pi^0 + \mu^+ + \nu. \quad (39)$$

Возможен и прямой процесс

$$\theta^+ \equiv (N_0 + \tilde{\Lambda}^0) \rightarrow \mu^+ + \nu. \quad (40)$$

Более подробно эти конкурирующие процессы рассматривались Н. Даллапорта и Л. Таффара [11]. Авто-

* Распад (39) в принципе давал бы возможность обнаружить μ_0 ; если эта частица существует, то

$$\theta^+ \rightarrow \pi^+ + \mu_0 + \nu.$$

ры исходили из близкой точки зрения, предполагая, что θ -частицы могут в вакууме рождать пару, например

$$\theta^+ \rightarrow N_0^+ + \tilde{\Lambda}^0, \quad (41)$$

а в этом состоянии подвергаться дальнейшему распаду.

Взаимодействие гиперонов и тяжелых мезонов с веществом. По условию в) гиперон может входить в состав ядра на правах нуклона.

Реакции между θ^0 -частицами и нуклонами даются простой алгеброй

$$\begin{aligned} \tilde{\theta}_1^+ + N_0^+ \equiv (\tilde{N}_0 + \Lambda^0) + N_0^+ \rightarrow (\tilde{N}_0 + N_0^+) + \\ + \Lambda^0 \equiv \pi^+ + \Lambda^0, \end{aligned} \quad (42)$$

$$\begin{aligned} \tilde{\theta}_1^+ + N_0 \equiv (\tilde{N}_0^+ + \Lambda^0) + N_0 \rightarrow (\tilde{N}_0^+ + N_0) + \\ + \Lambda^0 \equiv \pi^- + \Lambda^0 \end{aligned} \quad (43)$$

и т. д. Реакции этого типа могут приводить к образованию гиперфрагментов. Но реакции ядер с частицами вида θ_1^0 , θ_1^+ не могут приводить к образованию фрагментов

$$\begin{aligned} \theta_1^0 + N_0^+ \equiv (N_0 + \tilde{\Lambda}^0) + N_0^+ \rightarrow N_0 + (N_0^+ + \tilde{\Lambda}^0) \rightarrow \\ \rightarrow N_0 + \theta_1^+, \end{aligned} \quad (44)$$

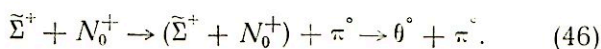
т. е. процессы с медленными частицами этого сорта не сопровождаются большими выделениями энергии.

Не исключено, однако, образование фрагментов с участием θ -частиц

$$\theta_1^0 + N_0^+ \equiv (N_0 + \tilde{\Lambda}^0) + N_0^+ \rightarrow (N_0 + \tilde{\Lambda}^0 + N_0^+). \quad (45)$$

В данной системе трех частиц связь N_0 и N_0^+ может осуществляться с помощью Λ^0 аналогично иону молекулы водорода, где связь осуществляется электроном.

Интересен процесс типа



Процесс



запрещен в данной систематике как быстрый процесс — в этом также отличие от систематики Гель-Манна. Он все же может иметь место как медленный процесс после захвата протоном Ξ^- -частицы.

Если образование θ^{\pm} -мезонов существенно идет через образование тяжелых пар, то кривая выхода θ -мезонов как функция энергии должна претерпевать качественное изменение в месте рождения реальных пар возбужденных нуклонов*.

Если для ассоциативного рождения тяжелых мезонов и гиперонов действительно существует запрет по малости r_0/λ , то в области энергии падающего мезона $\lambda \sim r_0$ должно наблюдаться одиночное рождение гиперонов при рассеянии π -мезонов на нуклонах (т. е. прямое возбуждение нуклонов).

Обобщенная идея Ферми — Янга очень конструктивна и привлекательна тем, что она уменьшает число «элементарных» частиц, которое в настоящий момент уже значительно**; желательно было бы построить математический аппарат соответствующей теории.

* А образование пар возбужденных нуклонов (а также и невозбужденных) сильно подавлено у энергетического порога эффекта захватом античастиц в мезоны.

** Было бы желательно включить в общую схему и легкие частицы. Может быть, малость константы β -распада и большое время жизни гиперонов не независимы.

В некотором очень грубом приближении (точечные частицы, при предположении строгого сохранения возбужденного состояния) изложенные выше соображения могли бы иллюстрироваться системой уравнений типа

$$D\psi_0 + GL \sum_{l=0} \psi_l^\dagger L \psi_l \psi_0 = 0,$$

$$D\psi_1 + GL \sum_{l=0} \psi_l^\dagger L \psi_l \psi_1 = 0,$$

.....

$$D\psi_s + GL \sum_{l=0} \psi_l^\dagger L \psi_l \psi_s = 0,$$

где D — оператор Дирака.

В простом случае $S = 0$; это уравнение рассматривалось В. Гейзенбергом [12].

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Gell-Mann. Конференция в Пизе (1955).
2. A. Salam a. Polkinghorne. *Nuovo Cim.* **2**, 686 (1955).
3. A. Pais. *Proc. Roch. conf.* (1955) и др.
4. М. Марков. *ДАН СССР*, **101**, 54 (1955); **103**, 449 (1955).
5. П. Исаев и М. Марков. *ЖЭТФ*, **29**, 111 (1955).
6. M. Levy a. R. Marshak. *Nuovo Cim. Supl.* N 2, 253 (1954).
7. E. Fermi a. C. Yang. *Phys. Rev.* **76**, 1739 (1949).
8. Б. Понтекорво. *ЖЭТФ*, **29**, 140 (1955).
9. M. Gell-Mann a. A. Pais. *Phys. Rev.* **97**, 1387 (1955).
10. W. Fowler, R. Shutt, A. Thorndike, W. Whittemore. *Phys. Rev.* **98**, 121 (1955).
11. N. Dallaporta a. L. Taffara. *Nuovo Cim.*, **2**, 418 (1955).
12. W. Heisenberg. *Z. Naturfor.* **9a**, 292 (1954).

ON THE CLASSIFICATION OF FUNDAMENTAL PARTICLES

At present the number of known elementary particles has considerably increased.

Attempts have been made to classify these particles according to their properties.

Although these attempts have as yet been extremely formal and rather poor in material content, doubtlessly, they are of considerable heuristic value.

But, of course, most important is that in principle these attempts may bear certain essential features of a future consistent theory of elementary particles.

Returning to our subject, we may say that today the problem most widely discussed is the classification of hyperons and different mesons as given by M. Gell-Mann^[1] at the conference on elementary particles held in Pisa in June, 1955.

Also of great interest is the somewhat modified version of this classification lately proposed by A. Salam and Polkinghorne^[2]. It must be noted that the classification in question appeared as a result of a great number of attempts and investigations, in which a significant part was played by the well-known works of A. Pais.^[3]

According to Gell-Mann, the charge number $\frac{Q}{e}$ of a particle for a component of a charge multiplet may be written in the form of

$$\frac{Q}{e} = I_z + n/2 + S/2, \quad (1)$$

where I_z is the component of an isotopic spin, n — the number of particles minus the number of antiparticles (nucleons and hyperons).

Nucleons, hyperons, and mesons (bozons) are assigned the specific "strange" quantum number S , which for protons (N^+), for neutrons (N), and π_0^\pm -for mesons is equal to 0; for Λ^0 , Σ , $S = -1$; for θ^0 , θ^\pm , $S = +1$ for cascade hyperon Ξ^- ; Ξ^0 , $S = -2$. For antiparticles S changes its sign. N , Λ^0 , Σ , Ξ are fermions for which there exist antiparticles \bar{N} , $\bar{\Lambda}^0$, $\bar{\Sigma}$, $\bar{\Xi}$; $\bar{\theta}^0$ and $\bar{\theta}^\pm \equiv \bar{\theta}^\mp$ are considered to be the antiparticles of θ^0 and θ^\pm . S is conserved in strong and electromagnetic interactions and is not conserved in weak ones ($\Lambda^0 \rightarrow N^+ + \pi^-$). The rule for the change of number S is established as $\Delta S = \pm 1$.

The conservation of S in strong and electromagnetic interactions leads:

1) To the relative stability of hyperons and heavy mesons.

2) In strong interactions hyperons are produced in pair with a particle with an S equal in value to the S of a hyperon, but opposite in sign.

Further we shall try to develop some views on hyperons as the excited states of nucleons.^[4, 1] In the light of these views, it is not only possible to give a clear interpretation of all the essential features of Gell-Mann's scheme, but to put forward a number of new physical predictions presenting experimental interest.

Depending on individual scientific taste, the following may either be interpreted as far-reaching concrete physical ideas, or merely as a fortunate discovery of a useful algebra of physical reactions. This question may be clarified only by further experiments,

a) We assume that nucleons (N^+ , N) may exist in different excited states:

$$N_0, N_1, N_2, \dots N_s \quad (2)$$

The ground state N_0^+ , N_0 corresponds to the proton and neutron.

The first excited state (N_1) corresponds to Λ° and Σ^\pm , or in our designations to N_1 and N_1^\pm ; the second to cascade hyperon Ξ° , Ξ^- ; or in our designation N_2 and N_2^- .

In principle, there is also a possibility of the existence of a nucleon N_s of S^{th} excitation. This set of fermions corresponds to the following set of antiparticles:

$$N_{-0}, N_{-1}, N_{-2} \dots N_{-s} \quad (3)$$

b) We assume that in all their excited states nucleons interact with all other fields in the same way as protons and neutrons. This statement refers to those interactions in which S — the level of excitation — does not change.

At the present stage of understanding of the problem, we should not like to concretize too deeply the conception of the excited state of a nucleon.

c) We suggest that transitions between excited states are strongly forbidden, and that, practically, the only transitions allowed (with a very low probability) are

$$\Delta S' = \pm 1 \quad (4)$$

For methodological purposes, we may suppose the ψ -function — of the nucleon to be the product of a usual wave function $\varphi(x)$ of Dirac's equation multiplied by a function $\chi_s(r_0, \xi)$ which may characterize different allowed excited internal states of nucleons.

Here ξ — is an "internal" four-dimensional space of a particle, r_0 the effective dimensions of the particle. At present there is a large number of papers discussing equations with internal degrees of freedom for elementary particles. In so far as, for a number of reasons, this field is still in an unsatisfactory condition, we shall not bind ourselves by any concrete mathematical model, for as yet we do not set ourselves any quantitative problems*. The only general property of such states that may be important to us is that the matrix element in the transition from one excited nucleon state to another under the action of any external field will, for a broad class of functions of the internal states under discussion, contain the specific quantity

$$(r_0/\lambda)^m \quad (5)$$

where r_0 are the dimensions of the nucleon, λ the wavelength of the radiation producing the transition [5].

The greater the difference between the numbers S and S' characterizing the initial and final states of the nucleon, the greater is power m .

c') The smallness of r_0 provides for the relative stability of the excited states of nucleons, that is, hyperons.

* Methodological and illustrative purposes may be well served by the oscillatory model proposed some time ago by the author[5].

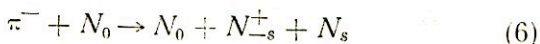
Thus, by choosing a small r_0 , we may obtain the observed life-time of a Λ° -particle, which is the first excited state of a nucleon [5]. Owing to the smallness of r_0 , the only practically allowed transitions are those between neighbouring levels:

$$\Delta S = \pm 1$$

The smallness of r_0 leads to the small probability of the excitation of the higher states of the nucleon, for instance, by a π -meson field; or, in other words, makes impossible the single production of hyperons* up to the wave numbers of the k of a falling meson of the order of $1/r_0$ ** . And conversely, the smallness of r_0 provides for the relative stability of the hyperon, or otherwise, provides for the relative conservation of the number S —the excitation number of the hyperon. According to proposition (b) none of the quantum transitions, where the number s is unchanged, depend on the smallness of r_0/λ ***.

Therefore, the transition of a hyperon from state ψ_s with a negative energy into a state with positive energy is not forbidden by the smallness of r_0/λ [4]. Thus, the reaction leading to the production of the hyperon-anti-hyperon pair is in this sense allowed.

For example:



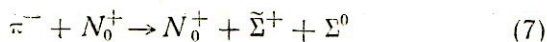
Here N_s indicates a neutral hyperon of S^{th} excitation, N_{-s}^+ —an antiproton of S^{th} excitation.

* Including, of course, the production of a hyperon in a pair with a π meson.

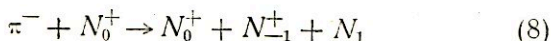
** The oscillatory model of nucleon excitations gives $r_0 \sim 10^{-19}$ cm, i. e., meson energies of $E \sim 10^{11}$ E. v.

*** At any rate, for $kr_0 \ll 1$.

A similar reaction is likewise allowed in Gell-Mann's classification, for instance



as Σ^0 has a strange number equal to 1, while $\tilde{\Sigma}^+$ has an opposite strangeness equal to -1 . Or in our designations



i. e., from the point of view of the scheme that we suggest, the "strange" number "S" is the number of the excited state of the nucleon.

d) We further assumed [4] that nucleons and antinucleons may join into bozons*, for instance

$$\begin{aligned} \pi^0 &\equiv \pi_{00} \equiv (N_0^+ + N_{-0}); \quad \pi_{0,-1} \equiv (N_0^+ + N_{-1}^+) \equiv \theta^0; \\ \pi_{l,-s} &\equiv (N_l + N_{-s}) \end{aligned} \quad (9)$$

This proposition may be understood trivially: the particle and antiparticle becoming annihilated, may produce π -mesons and other bozons. In such a form this proposition is very probable and sufficient for many further conclusions. Nevertheless, we should like the possibility of the mentioned reactions to be viewed in the light of a generalization of the known idea of Fermi-Yang^[7], i. e., that these reactions should be understood as the result of strong contact interaction between real particles and antiparticles leading to a large mass defect.

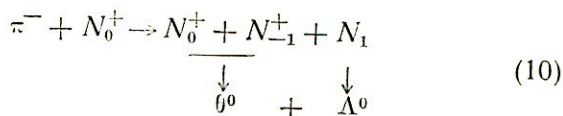
In any case, it would be desirable to have this hypothesis in view during further discussions as

* A similar view was also proposed by M. Levy and R. Marshak [7].

it leads to a number of consequences, which, as we shall see, are subject to experimental investigation.

It is noteworthy that if a hyperon, that is, an excited nucleon, is assigned the number S , and the antihyperon the number $-S$ (or vice versa) then, according to (d) we may determine the "strange" number for bozon $\pi_{0,-s}$; it coincides with the "strange" number of an excited antihyperon, i. e., is equal to $-S$.

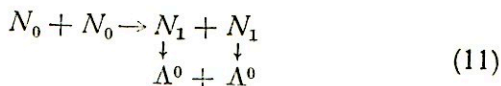
For instance, the reaction



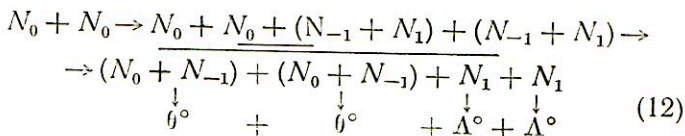
is likewise allowed in the sense of Gell-Mann, as the "strange" numbers S for θ^0 and Λ^0 are equal in value and opposite in sign.

Propositions (a), (b), (c) and (d) enable us to construct a simple and very convenient algebra of reactions.

It is easy to see, for instance, that the reaction



is forbidden,* but that the reaction



is allowed.

* B. Pontecorvo's experiments [8] for reaction (11) give $\sigma < 10^{-31}$ cm² i. e., this reaction is really strongly forbidden.

The θ° and $\tilde{\theta}^{\circ}$ particles. From the preceding follows the "algebraic" formula for θ° :

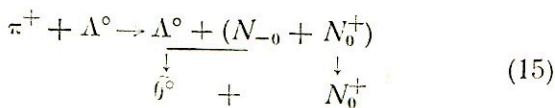
$$\theta^{\circ} \equiv (N_0^+ + N_{-1}^+); \equiv (N_0^+ + \tilde{\Sigma}^+) \quad (13)$$

Passing to the charge conjugated particle θ° we have

$$\tilde{\theta}^{\circ} \equiv (N_0^+ \widetilde{+} N_{-1}^+); \equiv (N_{-0}^+ + N_1^+); \equiv (\tilde{N}_0^+ + \Sigma^+) \quad (14)$$

Thus, in Gell-Mann's scheme, we come to the possibility of the existence of a particle and antiparticle for the θ° meson. From the algebra of this reaction it is clear that $\tilde{\theta}^{\circ}$ may not be produced in a reaction of the type of (10), while the reaction $\pi^- + N_0^+ \rightarrow \tilde{\theta}^{\circ} + \Lambda^{\circ}$ is forbidden.

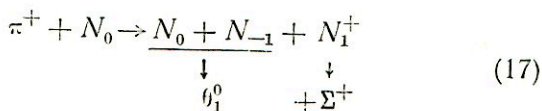
But, for instance, $\tilde{\theta}^{\circ}$ might be produced in the reaction



Also possible is the production of $\tilde{\theta}^{\circ}$ in pair with θ°

$$N_0^+ + N_0^+ \rightarrow N_0^+ + N_0^+ + \underbrace{(N_{-0} + N_0) + (N_{-1} + N_1)}_{\rightarrow N_0^+ + N_0^+ + \tilde{\theta}^{\circ} + \theta^{\circ}} \quad (16)$$

From the point of view of Gell-Mann's classification, θ° and $\tilde{\theta}^{\circ}$ possess strangenesses $S = -1$ and $S = +1$ as it follows from the algebraic formula of these particles. But unlike Gell-Mann's classification, our algebra of reaction leads to another kind of θ° particles, for instance in the reaction



in other words,

(18)

$$\theta_0^0 \equiv (N_0 + N_{-1}) \equiv (N_0 + \tilde{\Lambda}^0); \quad \tilde{\theta}_1^0 \equiv (N_{-0} + N_1) \equiv (\tilde{N}_0 + \Lambda^0)$$

It is easy to see that ultimately θ_1^0 may pass into $\tilde{\theta}_1^0$, if N_0 and $\tilde{\Lambda}_0$ in θ_1^0 exchange their excitations, i. e., $N_0 \rightarrow N_1$ and $N_{-1} \rightarrow N_{-0}$, then

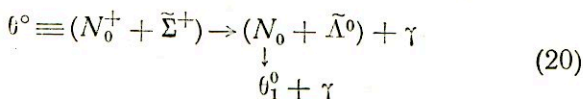
$$\theta_1^0 \rightarrow \tilde{\theta}_1^0 \quad (19)$$

This peculiar process goes slowly, with a change in the "strange" number.

On the basis of other considerations, similar properties of θ^0 particles were pointed out by Gell-Mann and Pais [9].

In this connection Gell-Mann and Pais pointed out a number of peculiar features of θ^0 particles.

It must be noted that θ_1^0 and θ^0 may substantially differ in their masses, because the masses of Λ^0 and Σ^+ are different*. Moreover, the following quick reaction is possible:



if $\tilde{\Sigma}^+$ may exchange its charge with proton N_0^+ and turn into Λ^0 .

Σ particles. In Gell-Mann's classification it is assumed that there exists the isotopic triplet

$$\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^- \quad (21)$$

* From this point of view, according to Fermi-Yang, there may be two types of: π^0 - mesons $\pi^0 \equiv (N_0 + N_{-0})$ and $\pi^0 \equiv (N_0^+ + N_{-0}^+)$ possibly, they should differ slightly in the value of their masses.

An interesting peculiarity of this group of fermions is that particle Σ^+ which decays according to the scheme

$$\Sigma^+ \rightarrow N_0 + \pi^+ \quad (22)$$

and particle Σ^- which decays according to the

$$\Sigma^- \rightarrow N_0 + \pi^- \quad (23)$$

are not particle and antiparticle.

A situation arises which has no precedent among the fermions: the antiparticles of these hyperons must again be particles with both signs of electric charges*.

In Gell-Mann's classification the Σ^0 component of the given isotopic triplet does not coincide with the observed particle Λ^0 . The Λ^0 particle is classified as an isotopic singlet. Such a point of view is based only on a difference in the masses of Λ^0 and Σ particles.

There is a difference between the masses of π^0 and π^\pm mesons which comprise an isotopic triplet, but is there a certainty that the difference between the masses of Λ^0 and Σ particles is not allowed for the isotopic triplet?

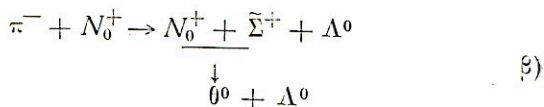
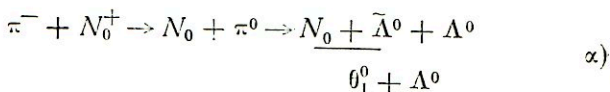
We still know very little about the nature of these particles.

However, the proposition as to the possible existence of Σ^0 presents much interest, for the problem may become the object of experimental investigations.

Unfortunately, the known experiments which might be considered as proof of the existence of Σ^0 particle [10], admit a different interpretation; and actually, as an issue of our algebra of reaction, there is a chance of both $\theta_1^0 \equiv (N_0 + \tilde{\Lambda}^0)$ and $\theta^0 \equiv (N_0^+ + \tilde{\Sigma}^+)$ particle ap-

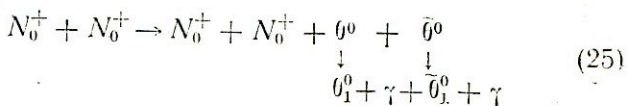
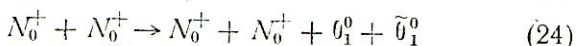
* Unfortunately, there are still very few reliable cases of Σ^- .

pearing in pair with Λ^0 — particle in the course of reaction $\pi^- + N_0^+$;

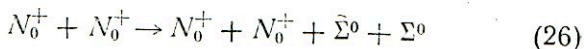


and as $\theta^0 \rightarrow \theta_1^0 + \gamma$, the interpretation of the said experiments may be bound not with the existence of the two hyperons Λ^0 and Σ^0 , but of the two particles θ^0 and θ_1^0 , or may be the former and the latter simultaneously.

However, the θ^0 and Σ^0 effects may be separated and observed in pure form, for instance, when studying the fulfilment of the laws of conservation in the reaction



or, for example, in the following reaction with the production of hyperon pairs.



Although nothing in our scheme contradicts the proposition concerning the existence of Σ^0 , the substitution of Σ^0 for Λ^0 in Gell-Mann's classification may as yet not be considered impossible.

Cascade hyperon Ξ (N_2). The only case known so far is that of a Ξ^- particle, or in our designation N_2^- , which decays in accordance with the reaction



The formula of the reaction involving the production of a Ξ^- particle by a π^- -meson on proton N_0^+ may be written thus:

$$\begin{aligned} \pi^- + N_0^+ &\rightarrow N_0 + \pi^0 \rightarrow N_0 + N_{-2}^- + N_2^- \equiv \\ &\equiv N_0 + \tilde{\Xi}^- + \Xi^-. \end{aligned} \quad (28)$$

If neutron N_0 and cascade antihyperon ($\tilde{\Xi}^-$) for some reason may not produce a system with a large mass defect, a cascade hyperon is produced only in pair with a cascade antihyperon. In this case the energetic threshold of its production is very high.

But if ($N_0 + \tilde{\Xi}^-$) produces a new system with a large mass defect, then in pair with a cascade hyperon appears a new particle

$$X^+ \equiv (N_0 + N_{-2}^-) \equiv (N_0 + \tilde{\Xi}^-) \quad (29)$$

Passing to charge conjugation in system X^+ we obtain

$$X^- = \tilde{X}^+ \equiv (N_{-0} + N_2^-) \equiv (\tilde{N}_0 + \Xi^-) \quad (30)$$

If there exists a neutral cascade hyperon Ξ^0 i. e., N_2 then it might be obtained, for instance, in the reaction

$$\pi^- + N_0^+ \rightarrow N_0 + \pi^0 \rightarrow N_0 + N_{-2}^- + N_2^- \rightarrow X^0 + \Xi^0 \quad (31)$$

where $X_0 \equiv (N_0 + N_{-2}^-) \equiv (N_0 + \tilde{\Xi}^0)$; hence we obtain anti X^0 :

$$\tilde{X}^0 \equiv (N_{-0} + N_2^-) \equiv (\tilde{N}_0 + \Xi^0) \quad (32)$$

In contrast, for instance, to particle θ_1^0 , X^0 , however, may not directly pass into its antiparticle, as, according to condition (4), $\Delta S = \pm 1$.

But X^0 may ultimately pass into an entirely different particle if N_0 within system X^0 will be excited at the expense of N_{-2} , i. e.,

$$X^0 \equiv (N_0 + N_{-2}) \rightarrow (N_1 + N_{-1}) \equiv (\Lambda^0 + \tilde{\Lambda}^0) \equiv \pi_{11} \quad (33)$$

and system $(\Lambda_0 + \tilde{\Lambda}_0)$ (on condition that the system has a sufficient proper energy) X^0 will be transformed into π -mesons. Or:

$$\begin{aligned} (\Lambda^0 + \tilde{\Lambda}^0) &\rightarrow (\Lambda^0 + \tilde{\Lambda}^0) + (N_0 + \tilde{N}_0) \rightarrow \\ &\rightarrow (\Lambda^0 + \tilde{N}_0) + (\tilde{\Lambda}^0 + N_0) = \tilde{\theta}_1^0 + \theta_1^0 \end{aligned} \quad (34)$$

Gell-Mann's proposition that the production of a cascade hyperon must be accompanied by the production of two similar θ_0 particles contradicts our algebra, or rather, it is less probable.

In fact, the following process may be possible:

$$X^0 \equiv (N_0 + N_{-2}) \rightarrow (N_0 + N_{-1}) + \pi^0 \equiv \theta_1^0 + \pi^0 \quad (34')$$

But the transformation $X^0 \rightarrow \theta_1^0 + \theta_1^0$ will be a process of a higher (third) order in weak interactions (with S being changed).

If the proper mass of X^0 is close to the mass of the θ_1^0 particle, then process (34') is possible only in an intermediate state, and our algebra leads, for instance, to the following result:

$$\begin{aligned} X^0 \equiv (N_0 + N_{-2}) &\rightarrow (N_0 + N_{-1}) + \pi^0 \rightarrow \\ &\rightarrow (N_0 + N_{-0}^+) + \pi^+ + \pi^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+ + \pi^0 \end{aligned}$$

In this case the X^0 particle bears a closer resemblance to the known τ particle. But the same particle may decay in another way

$$X^0 \equiv (N_0 + N_{-2}) \rightarrow (N_1 + N_{-1}) \equiv (\Lambda^0 + \tilde{\Lambda}^0) \rightarrow \pi^+ + \pi^-$$

which is likewise not forbidden by our algebra.

An important distinction between our algebra and the classification of Salam and Polkinghorne is that the quick transformation of a X^0 meson into a π meson is impossible, as it is possible for an τ^0 meson according to Salam. We see, therefore, that the investigation of the particles produced in pair with a cascade hyperon is an important experimental problem.

Charge multiplets. Propositions (a), (b), (c), (d) which form the basis of our algebra of particles, contain no statements regarding the isotopic spins of the particles under discussion. All the preceding results would have sense even in the absence of an isotopic invariance.

The arrangement of hyperons among charged multiplets is not yet clear.

What we have in view is the isotopic spin, for instance, of a τ meson, the Λ^0 particle, the existence of Σ^0 and Ξ^0 .

But in any case it is certain that among the known particles there are none with an electric charge exceeding one.

Let us assume the following table of isotopic spins of nucleons and their excited states:

Table 1

State	I_z
N_0^+, N_0^-	$1/2, -1/2$
$\Sigma^+, \Lambda^0, \Sigma^-$	$1, 0, -1$
Ξ^0, Ξ^-	$1/2, -1/2$

Applying our algebra of reaction, we may obtain for mesons only the components of isotopic spin I_z .

Table 2

$$\pi^- \equiv (N_0 + \tilde{N}_0^+); \quad \pi^0 \equiv (N_0 + \tilde{N}_0) \quad \pi^+ \equiv (\tilde{N}_0 + N_0^+)$$

$$\quad \quad \quad -1/2 - 1/2 = -1 \quad \quad \quad -1/2 + 1/2 = 0 \quad \quad \quad 1/2 + 1/2 = 1$$

$$I = 1; I = 0$$

$$\theta_1^0 \equiv (N_0 + \tilde{\Lambda}^0); \quad \tilde{\theta}_1^0 \equiv (\tilde{N}_0 + \Lambda^0); \quad \theta_1^+ \equiv (N_0^+ + \Lambda^0);$$

$$\quad \quad \quad -1/2 + 0 = -1/2 \quad \quad \quad 1/2 + 0 = 1/2; \quad \quad \quad 1/2 + 0 = 1/2;$$

$$\theta_1^- \equiv (\tilde{N}_0^+ + \Lambda^0)$$

$$\quad \quad \quad -1/2 + 0 = -1/2.$$

$$\theta^+ \equiv (N_0 + \tilde{\Sigma}^-); \quad \theta^0 \equiv (N_0^+ + \tilde{\Sigma}^+); \quad \tilde{\theta}^0 \equiv (\tilde{N}_0^+ + \Sigma^+);$$

$$\quad \quad \quad -1/2 + 1 = 1/2; \quad \quad \quad 1/2 - 1 = -1/2; \quad \quad \quad -1/2 + 1 = 1/2;$$

$$\theta^- \equiv (\tilde{N}_0 + \Sigma^-);$$

$$\quad \quad \quad 1/2 - 1 = -1/2;$$

$$\theta^{++} \equiv (N_0^+ + \tilde{\Sigma}^-); \quad \theta^{--} \equiv (\tilde{N}_0^+ + \Sigma^-);$$

$$\quad \quad \quad 1/2 + 1 = 3/2; \quad \quad \quad -1/2 - 1 = -3/2;$$

$$\theta_2^+ \equiv (\tilde{N}_0 + \Sigma^+); \quad \theta_2^- \equiv (N_0 + \tilde{\Sigma}^+);$$

$$\quad \quad \quad 1/2 + 1 = 3/2; \quad \quad \quad -1/2 - 1 = -3/2.$$

If, in accordance with experimental data, we assume that the double charged states of the particles are not realized, we must exclude from our table the cases with an isotopic spin of $I_z = 3/2$, i. e., the cases θ^{++} ; θ^{--} ; θ_2^+ ; θ_2^- .

The latter requirement likewise determines the full isotopic moment of all the θ mesons. θ mesons form isotopic doublets with $I = 1/2$.

The only remaining possibility for a π^0 meson is an isotopic scalar. Whether or not this possibility is realized for the π^0 meson, may be ascertained only by a detailed theory of these systems, and by experimental investigation.

We can see now that similar to θ^0 , two kinds of charged θ^+ particles are produced θ^\pm and θ_1^\pm .

Just as in the case of neutral θ^0 — particles, θ^\pm may ultimately pass into θ_1^\pm with the emission of a γ — quantum.

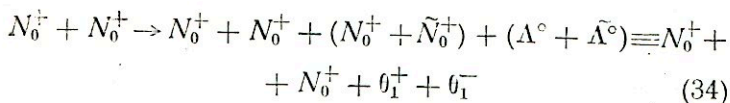
It is easier, of course, to test the possibility of reaction $\theta^\pm \rightarrow \theta_1^\pm + \gamma$ with the use of charged particles.

It is noteworthy that as follows from the algebra of reaction θ_1^- and θ^- particles may not be produced in pair with a hyperon, in contrast with θ^+ and θ^0 .

The algebraic formula for θ_1^- and θ^- contains anti-nucleons \tilde{N}_0^+ and \tilde{N}_0 .

Therefore θ_1^- and θ^- may be produced only in pair with θ_1^+ and θ .

For instance,



The observed excess of the number of θ^+ over that of θ^- may be explained by this circumstance. On the one hand, the threshold of the reaction producing θ^- particles lies higher than the threshold of the reaction for the production of θ^+ .

On the other, the incidence of nucleons (and not anti-nucleons) in the substance increases the number of reactions in which positive θ^+ particles are produced. (Table 2)

For large energies (cosmic rays) only the last circumstance plays a significant part. It is interesting to note that for the hypothetic particle X produced in pair with a cascade hyperon, we obtain values of I_z , which may testify to the wrong interpretation of Ξ^- as a component of the vector $(\frac{1}{2}; \frac{1}{2})$ associating Ξ particles with nucleons.

In fact, in this case we obtain:

$$\begin{aligned}
 X_1^+ &\equiv (N_0^+ + \tilde{\Xi}^0); & X_1^- &\equiv (\tilde{N}_0^+ + \Xi^0) \\
 &\quad \begin{matrix} 1/2; -1/2=0 \\ I=1; I=0 \end{matrix} & & \quad \begin{matrix} -1/2; 1/2=0 \\ I=1; I=0 \end{matrix} \\
 X_1^0 &\equiv (N_0 + \tilde{\Xi}^0); & \tilde{X}_1^0 &\equiv (\tilde{N}_0 + \Xi^0) \\
 &\quad \begin{matrix} 1/2; -1/2=-1 \\ I=1 \end{matrix} & & \quad \begin{matrix} 1/2; 1/2=1 \\ I=1 \end{matrix} \\
 X_2^+ &\equiv (N_0 + \tilde{\Xi}^-); & X_2^- &\equiv (\tilde{N}_0 + \Xi^-) \\
 &\quad \begin{matrix} -1/2; 1/2=0 \\ I=1; I=0 \end{matrix} & & \quad \begin{matrix} 1/2; -1/2=0 \\ I=1; I=0 \end{matrix}
 \end{aligned}$$

In other words, the X — components may form neither a triplet nor a doublet in isotopic space, while isotopic singlets may only be charged X — particles*.

In any case a neutral particle with a zero isotopic spin may not be produced in pair with a cascade hyperon, and the appearance of a scalar X^0 , from the point of view of our scheme would be unexpected**.

The Decay of Hyperons and Heavy Mesons.

The decay of hyperons is interpreted as a transition between the excited states S and S' of the nucleon.

This process is determined by condition (4) $\Delta S = \pm 1$ therefore the direct transition $\Xi^- \rightarrow N_0^+ + \pi^- + \pi^-$ is forbidden; this process develops in a cascade.

On the basis of proposition (b) hyperons, similar to nucleons, must interact with the β -field (e, ν) and with field μ, ν .

* Similarly, X may not be a vector in space μ (Salam and Polkinghorne).

** Perhaps only particles

$$\Xi^-; \Xi^0; \tilde{\Xi}^-; \Xi^0$$

of the same mass should be joined into one vector ($1/2, 1/2$) in the classification of Salam and Polkinghorne. But then the scheme of these authors loses some of its regularity because two vectors ($1/2; 1/2$) are obtained: Ξ and N .

If it is assumed that the spin of all hyperons is one half, then for their life-time in regard to β -decay (with $G = 2 \cdot 10^{-49}$) we obtain the following values:

$$\tau_{\Lambda^0 \beta} = 2 \cdot 10^{-8} \text{ sec}; \quad \tau_{\Sigma \beta} = 2.7 \cdot 10^{-9} \text{ sec}; \quad \tau_{\Sigma \beta} = 1.7 \cdot 10^{-10} \text{ sec.} \quad (35)$$

As the life-time of Ξ^- in regard to the decay of this particle into $\pi^- + \Lambda^0$ is approximately of the same order, then the observation of the β -decay of a Ξ^- particle might present certain interest. Its absence, on the other hand might testify, for instance, to proper moments of Ξ^- greater than one half, which in principle might be the cause of this forbiddance.

If, for example, the spin of a θ^0 particle equals zero and there are no specific forbiddances, then the formula of θ^0 will naturally show the scheme of the decay:

$$\begin{aligned} \theta^0 \equiv (N_0 + \tilde{\Lambda}^0) &\longrightarrow (N_0 + \tilde{N}_0^+) + \\ &\quad \tilde{\Lambda}^0 \rightarrow \tilde{N}_0^+ + \pi^+ \\ &\quad + \pi^+ \rightarrow \pi^- + \pi^+ \end{aligned} \quad (36)$$

$$\begin{aligned} \theta^+ \equiv (N_0^+ + \tilde{\Lambda}^0) &\longrightarrow (N_0^+ + \tilde{N}_0^+) + \\ &\quad \tilde{\Lambda}^0 \rightarrow \tilde{N}_0^+ + \pi^+ \\ &\quad + \pi^+ \rightarrow \pi^0 + \pi^+ \end{aligned} \quad (37)$$

If the life-time of sort θ^+ is comparable with $\tau_{\Lambda^0 \beta}$, then

$$\begin{aligned} \theta^+ \equiv (N_0^+ + \tilde{\Lambda}^0) &\rightarrow (N_0^+ + \tilde{N}_0^+) + e^+ + \nu \rightarrow \\ &\rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu. \end{aligned} \quad (38)$$

or *

$$\begin{aligned} \theta^+ \equiv (N_0^+ + \tilde{\Lambda}^0) &\rightarrow (N_0^+ + \tilde{N}_0^+) + \\ &\quad + \mu^+ + \nu \rightarrow \pi^0 + \mu^+ + \nu \end{aligned} \quad (39)$$

* Decay (39) in principle would make it possible to discover μ_0 , if this particle exists: $\theta^+ \rightarrow \pi^+ + \mu_0 + \nu$

A direct process is also possible

$$\theta^+ \equiv (N_0 + \tilde{\Lambda}^0) \rightarrow \mu^+ + \nu. \quad (40)$$

These processes were discussed in more detail by N. Dallaporta and U. Taffara [11].

These authors start from a point of view very near to ours, assuming that θ particles may in vacuum produce a pair, for instance,

$$\theta^+ \rightarrow N_0^+ + \tilde{\Lambda}^0 \quad (41)$$

and in this state undergo further decay.

The interaction of Hyperons and Heavy Mesons with Matter. According to condition b) a hyperon may be included in a nucleus the same as a nucleon.

The reactions between θ - particles and nucleons are given by simple algebra:

$$\begin{aligned} \tilde{\theta}_1^0 + N_0^+ &\equiv (\tilde{N}_0 + \Lambda^0) + N_0^+ \rightarrow \\ &\rightarrow (\tilde{N}_0 + N_0^+) + \Lambda^0 \equiv \pi^+ + \Lambda^0 \end{aligned} \quad (42)$$

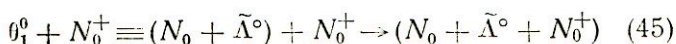
$$\begin{aligned} \tilde{\theta}_1^+ + N_0 &\equiv (\tilde{N}_0^+ + \Lambda^0) + N_0 \rightarrow \\ &\rightarrow (\tilde{N}_0^+ + N_0) + \Lambda^0 \equiv \pi^- + \Lambda^0, \end{aligned} \quad (43)$$

etc. Reactions of this type may lead to the production of hyperfragments. But the reactions of the nuclei with particles of the type of θ_1^0 ; θ_1^+ cannot lead to the production of fragments

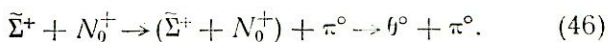
$$\begin{aligned} \theta_1^0 + N_0^+ &\equiv (N_0 + \tilde{\Lambda}^0) + N_0^+ \rightarrow \\ &\rightarrow N_0 + (N_0^+ + \tilde{\Lambda}^0) \rightarrow N_0 + \theta_1^+. \end{aligned} \quad (44)$$

i. e. the processes with slow particles of this sort are not accompanied by large releases of energy. However,

the production of fragments with the participation of θ is not excluded.



In the given system of three particles the binding between N_0 and N_0^+ may be realized by means of Λ^0 , analogous to the ion of the hydrogen molecule, where bindings realized with an electron. An interesting process is



The process



is forbidden in the present classification as a quick process which is another distinction from the classification of Gell-Mann.

It may, however, take place as a slow process after the capture of a Ξ^- particle by a proton,

If the production of θ^{\pm} mesons takes place through the production of heavy pairs, then the curve of θ meson production as a function of energy must undergo a qualitative change in place of the production of real pairs of excited nucleons*.

If being forbidden due to the smallness of r_0/λ is really essential for the associated production of heavy mesons and hyperons, then at the energy $\lambda \sim r_0$ of a falling meson the single production of hyperons must occur, for instance, at the scattering of mesons by nucleons (i. e., direct excitation of nucleons.)

* But the production of excited (and unexcited) nucleon pairs is strongly suppressed at the threshold of effect by the capture of antiparticles into mesons.

The generalized idea of Fermi-Yang is extremely constructive and attractive, because it reduces the number of "elementary" particles, which today are already considerable*.

It would be desirable to build up the mathematical formalism of a corresponding theory.

With a certain very rough approximation (point particles, providing the rigorous conservation of excited state is preserved), the above stated considerations might be illustrated by a system of equations of the type of

$$D\psi_0 + GL \sum_{l=0} \psi_l^\dagger L \psi_l \psi_0 = 0$$

$$D\psi_1 + GL \sum_{l=0} \psi_l^\dagger L \psi_l \psi_1 = 0$$

.....

$$D\psi_s + GL \sum_{l=0} \psi_l^\dagger L \psi_l \psi_s = 0$$

where D — is Dirac's operator.

In the simple case when strangeness $S = 0$ this equation has been considered by W. Heisenberg [12].

BIBLIOGRAPHY

1. M. Gell-Mann. Conference in Pisa (1955).
2. A. Salam and Polkinghorne. *Nuovo Cim.* **2**, 686 (1955).
3. A. Pais. *Proc. Roch. Conf.* (1955), etc.
4. M. Markov. *Dokladi Ac. Sci., (ДАН)*, **101**, 54, (1955); 103, 449 (1955).

* It would be very desirable to include light particles into this scheme. Perhaps the smallness of the constant of β -decay and the long life-time of hyperons are not independent of each other.

5. P. Isayev and M. Markov. *J. Exp. Theor. Phys.*, **29**, 111 (1955).
 6. M. Levy and R. Marshak. *Nuovo. Cim. Supl.* N2, 253 (1954).
 7. E. Fermi and C. Yang. *Phys. Rev.* **76**, 1739 (1949).
 8. B. Pontecorvo. *J. Exp. Theor. Phys.* **29**, 140 (1955).
 9. M. Gell-Mann and A. Pais. *Phys. Rev.* **97**, 1387 (1955).
 10. W. Fowler, R. Shutt, A. Thorndike, W. Whittemore. *Phys. Rev.* **98**, 121 (1955).
 11. N. Dallaporta and U. Taffara. *Nuovo. Cim.* **2**, 418 (1955).
 12. W. Heisenberg. *Z. Naturfor.* **99**, 292 (1954).
-