

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ТЕОРИЯ ГИПЕРЯДЕР

Д. Д. Иваненко, В. А. Люлька, В. А. Филимонов

I. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время большое распространение получило исследование так называемых гиперядер (иногда употребляется название «гиперфрагменты»). Гиперядра—это связанные ядерные системы, состоящие из нуклонов и гиперонов (до настоящего времени обнаружены гиперфрагменты, содержащие только один гиперон).

Изучая гиперядра, можно получить некоторые сведения о характеристиках элементарных частиц (Λ , Σ , K и т. д.), например спинах, четностях, их взаимодействии между собой.

В настоящее время накоплен сравнительно большой экспериментальный материал по этому вопросу. Это открывает широкие возможности для теоретического рассмотрения гиперядер как с феноменологической стороны, так и на основе квантово-полевой модели. Со своей стороны теория гиперядер может содействовать развитию теории обычных нуклонных ядер и, в частности, теории ядерных сил.

Целью настоящего обзора является краткое изложение основных экспериментальных фактов, а также основных теоретических исследований, касающихся гиперядер.

II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

1. Открытие гиперядер

В 1953 г. польские физики Даниш и Пниевский¹ обратили внимание на обнаруженный в эмульсиях интересный случай, показанный на рис. 1. Он состоит из ядерного осколка f , образованного космическими лучами, с зарядом между 4 и 6, имеющего начало в звезде A ($21+18p$) и распавшегося в точке B ($\sim 90\mu$ от A), где наблюдается вторая звезда, имеющая 4 трека. Первый трек имеет длину $\sim 9\mu$, второй $\sim 123\mu$, а четвертый $\sim 2\mu$. Длину третьего трека не удалось определить, так как он выходит за пределы эмульсии. Анализ показал, что треки 1 и 2 могут быть образованы частицами p , d , t и α ; 3— p , d , t или π ; 4 является, по-видимому, тяжелым ядерным осколком.

Исключая маловероятный случай простого совпадения конца трека f и центра звезды B , Даниш и Пниевский отметили, что последняя образована благодаря распаду ядерного осколка, после того как он пролетел в эмульсии расстояние $\sim 90\mu$ ($\sim 10^{-12}$ сек). Тот факт, что осколок остановился, или почти остановился, исключает возможность образования звезды B в результате простого ядерного столкновения между f и ядром эмульсии. Большое время между рождением и распадом фрагмента

исключает возможность того, что f был некоторым обычным ядром в возбужденном состоянии (если бы это действительно имело место, это время не могло быть больше чем 10^{-20} сек). Можно предположить следующие объяснения этого явления.

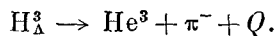
а) Распад был вызван поглощением ядерным осколком π -мезона, находящегося в мезоатоме на кулоновской орбите.

б) Распад происходил в результате поглощения других более тяжелых мезонов с кулоновской орбиты.

с) Имеет место распад некоторой новой частицы (из энергетических соображений это, вероятнее всего, Λ), находящейся внутри ядра. Даниш

и Пниевский предположили, что имеет место последний случай.

Однако в случае Даниша и Пниевского трудно было сделать выбор между а) или с). Вскоре аналогичный случай наблюдали Крюссар Морелле². Они показали, что по крайней мере в их случае вариант а) не будет иметь места в силу энергетических соображений. Особенно важным оказался случай, наблюдаемый Бонетти и др.^{3,4}. Он показан на рис. 2. Здесь удалось непосредственно измерить массу фрагмента ($M_f = 5150 \pm \pm 1000$ m_e и его заряд ($Z=1$). Вторичная звезда состояла из двух треков (один длинный, а второй значительно короче). Было найдено, что второй обязан π -мезону, и сделано предположение, что имеет место следующий распад:



Из условий баланса энергии и импульса были найдены Q и масса осколков. Оказалось, что

$Q = 41,7 \pm 1$ Мэв, $M_f = 5860$ m_e в согласии с прямыми измерениями. Величина Q оказалась значительно меньше величины, которая имела бы место в случае поглощения K -мезона. Это исключает вариант б), и если предположить, что имеет место с), то это приведет к величине энергии связи Λ -частицы в ядре $H_{\Lambda}^3 \sim 1$ Мэв.

Таким образом, если три рассмотренных выше случая имеют одинаковую природу, то подобная единообразная их интерпретация оказывается наиболее правдоподобной. Многочисленные дальнейшие исследования в этом направлении с достоверностью подтвердили это предположение.

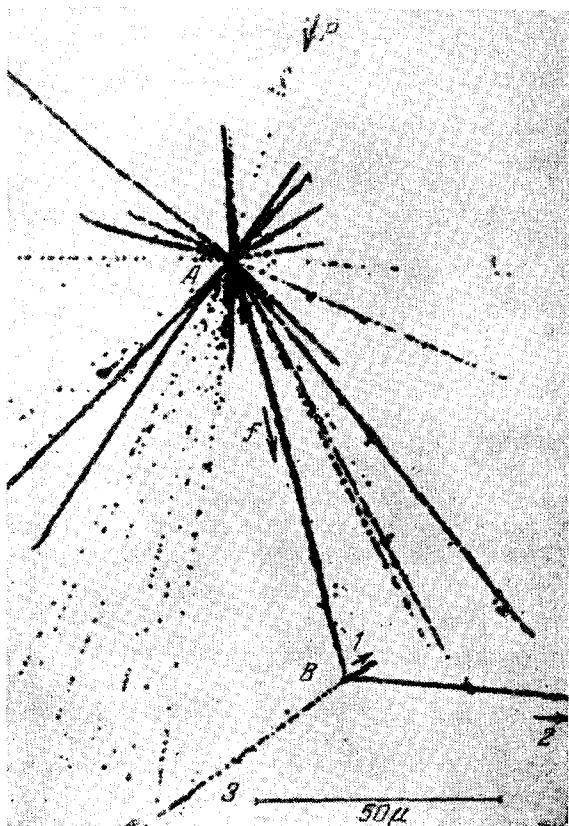


Рис. 1.

2. Идентификация гиперядер

Поскольку в настоящее время преобладающий механизм образования гиперядер неизвестен, экспериментальные исследования ведутся с различными источниками частиц высоких энергий. Чувствительные фотопластин-

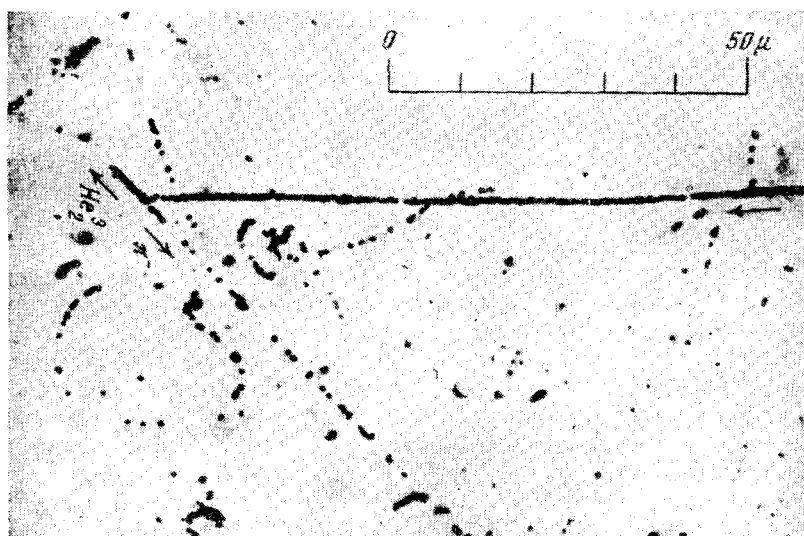


Рис. 2.

Таблица I

Характер возбуждения	Число наблюдаемых гиперядер	Число изученных звезд	Частота гиперядер на звезду 10^{-3}	Литературные ссылки
3 Бэв	14	14 480	1	36
Космические лучи .	6	24 000	0,25	9
»	5	25 000	0,2	35
3 Бэв	21	20 000	1	
6 Бэв	7	10 000	0,7	
К-захват	28	1 152	24	38
»	2	52	26	39
»	4	70	57	40
»	2	52	39	39
»	4	70	57	40
»	46	1 001	46	66
»	28	1 152	24	38
»	11	319	34	70
»	12	239	50	68
»	28	815	34	69
Взаимодействие К-мезонов 5-150 Мэв на лету				
»	5	106	47	69
»	17	415	40	70

ки облучаются, например, в космических лучах, в пучке протонов с энергией 3 и 6 *Бэв*, π^- -мезонов (1,5 *Бэв*) и т. д. Кроме того, гиперядра образуются также при захвате ядрами *K*-мезонов. Однако гиперядра — сравнительно редкое явление в ядерных реакциях. В таблице I собраны некоторые данные о частоте их образования для различных источников быстрых частиц и *K*-мезонов.

Как видно из таблицы, частота образования гиперядер для протонов с энергией 3—6 *Бэв* $\sim 10^{-3}$ на звезду. В космических лучах она несколько ниже. Особенно большое число гиперядер образуется при поглощении *K*-мезонов, что, кстати сказать, находится в согласии с теоретическими предсказаниями. До настоящего времени гиперядра получены только в ядерной эмульсии. При исследовании гиперядер приходится сталкиваться с большими трудностями по их идентификации. Эти трудности заключаются в основном, в отделении случаев, являющихся распадами гиперядер, от различного рода ядерных столкновений или распадов, происходящих в эмульсии с обычными ядрами. Так, иногда оказывается, что суммарный заряд осколков вторичной звезды больше, чем заряд соединительного трека. Это ясно указывает, что в таких случаях имело место простое ядерное столкновение. У тяжелых осколков треки оказываются иногда очень малыми ($< 15 \mu$), так что в этих случаях трудно или совсем невозможно определить массу и заряд фрагмента. Иногда треки могут быть такими малыми, что вторичная звезда практически совпадает с первичной, и наблюдать ее почти невозможно. С другой стороны, легкие гиперядра могут иметь такие большие треки, что не распадаются в эмульсии, что также затрудняет их обнаружение. Легкие гиперядра распадаются в основном с испусканием π -мезонов. Многие π^0 -мезонные распады могут быть ошибочно интерпретированы как рассеяние. Например, чрезвычайно трудно установить распад $\text{H}_\Lambda^3 \rightarrow \text{H}^3 + \pi^0$, который легко спутать с ядерным рассеянием, или распад $\text{He}_\Lambda^4 \rightarrow \text{He}_\Lambda^3 + n + \pi^0$.

Эти и многие другие трудности приводят к тому, что, даже если имеется гарантированный случай распада гиперядра, оказывается иногда почти невозможным однозначно определить все частицы и найти таким образом точную схему распада. Но, несмотря на это, в настоящее время известно несколько сотен гиперядер, хотя число случаев, в которых схема распада определена точно, значительно меньше ¹⁻⁷⁴.

3. Время жизни гиперядер

Согласно современным экспериментальным данным, большинство гиперядер распадается после остановки в эмульсии. В силу этого определить достаточно точно время их жизни не представляется возможным. Можно лишь сделать некоторые оценки в этом отношении. Оказывается, что время их жизни несколько больше 10^{-11} сек и несколько меньше 10^{-10} сек. Это значит,

что время жизни гиперядер не на много отличается от времени жизни свободной Λ -частицы ($t = 3 \cdot 10^{-10}$ сек). Правда, в некоторых случаях удается определить время жизни гиперядер, наблюдая распад на лету. Таких случаев в настоящее время, к сожалению, немного. Некоторые из них приведены в таблице II ¹³⁵.

Таблица II

Случай	Время жизни (10^{-10} сек)	Литературные ссылки
H_Λ^3 (7)	3,3	32
H_Λ^3	1,3	33
H_Λ^3	0,01	12
He_Λ^4	0,8	30
$\text{He}_\Lambda^{3,4}$	0,1	34
He_Λ^4	5,4	7
Li_Λ^7	0,1	34
B (?)	0,2	35

4. Частота гиперядер как функция заряда ядра

Данные настоящего раздела относятся ко всем случаям, известным как гиперядра, несмотря на то, что схема распада может и не быть точно установленной. Это все же позволяет составить некоторые достаточно определенные представления о распаде гиперядер.

На рис. 3 и 4 приведена зависимость числа случаев мезонного и немезонного распада ¹³⁵. При этом заряд определялся с точностью ± 1 .

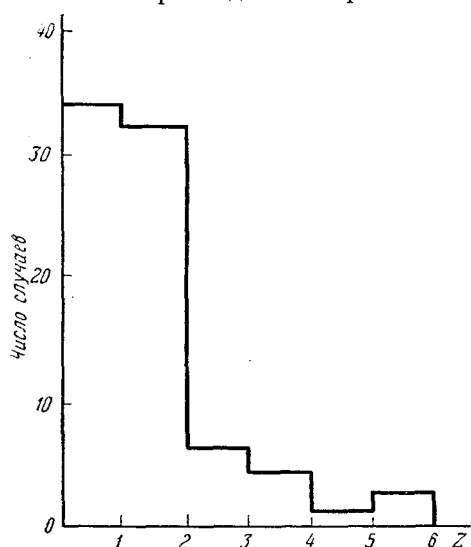


Рис. 3.

Первый график является более надежным, чем второй, форма которого может претерпеть различные изменения с получением новых экспериментальных данных по следующим причинам: а) очень тяжелые и имеющие

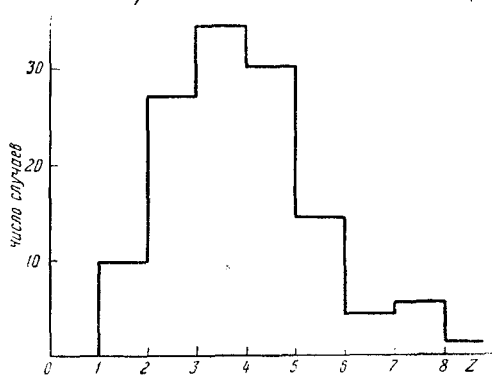


Рис. 4.

большие заряды ($Z \gg 5$) гиперядра обычно излучаются с малыми скоростями и имеют короткие треки, что, естественно, затрудняет определение их зарядов, кроме того, для получения тяжелых гиперядер требуются более мощные источники ядерного возбуждения; б) эффективность детектирования немезонного и π^0 -мезонного распадов сравнительно низка.

Тем не менее из графиков видно, что легкие гиперядра распадаются преимущественно мезонным путем, а у тяжелых преобладает немезонный способ распада. Как мы увидим ниже, определение отношения немезонного к мезонному способов распада позволяет сделать некоторые выводы о спине Λ -частиц и спинах гиперядер.

5. Энергия связи

Энергия связи Λ -частицы в гиперядрах определяется из соотношения

$$B_{\Lambda} = M_{\Lambda} + M_A - \sum_i m_i - Q,$$

где M_{Λ} и M_A — массы соответственно Λ -частицы и ядра, содержащего A нуклонов; m_i — массы продуктов реакции и Q — сумма их кинетических энергий. В таблице III и на рис. 5 собраны данные, относящиеся к энергии связи Λ -частицы в гиперядрах ⁹⁸. Наименьшей энергией связи обладает H_{Λ}^3 ; энергия связи которого близка к нулю. Отсутствие H_{Λ}^2 и изотопа гипергелия He_{Λ}^3 наводит на мысль, что взаимодействие Λ -частицы с нуклонами слабее нуклон-нуклонного взаимодействия. Это подтверждается также тем обстоятельством, что, например, в ядрах H_{Λ}^3 , He_{Λ}^3 и Li_{Λ}^3 энергия связи

Λ -частицы слабее, чем связь последнего нейтрона в соответствующих обычных ядрах. Правда, в ядрах H_Λ^1 , He_Λ^4 и Be_Λ^9 Λ -частица связана сильнее, чем последний нейтрон ($B_n \geq 0$ для H^4 и He^5 , так как эти ядра не существуют, а для Be^9 $B_n = 1,67 \text{ Мэв}$), но это объясняется тем, что Λ -частица

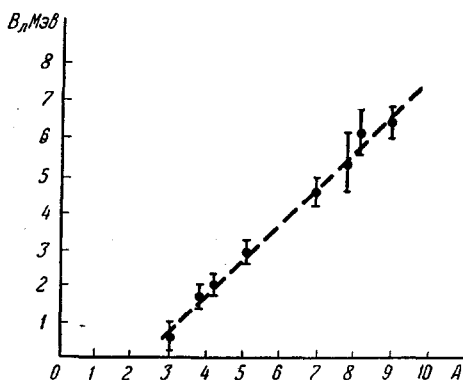


Рис. 5.

находится в $1S$ -состоянии, так как она не подчиняется принципу запрета Паули совместно с нуклоном.

Интересно заметить, что энергия связи Λ -частицы в гиперядрах B_Λ обладает явной тенденцией к росту с увеличением атомного веса. Такое ее поведение качественно можно уяснить себе следующим образом. Поскольку глубина потенциальной ямы для Λ -частицы в ядерной материи зависит исключительно от плотности ядерного вещества (для данных Λ — N сил), ясно, что в тяжелых ядрах Λ -частица будет иметь глубину D , не зави-

сящую от A , но радиус ядра будет увеличиваться, как $r_0 A^{1/3}$. Поскольку энергия низшего $1S$ -состояния уменьшается с увеличением радиуса ядра, естественно ожидать, что B_Λ монотонно увеличивается с увеличением A приблизительно, как величина $[D - 1/2 M_\Lambda r_0^2 A^{2/3}]$ для достаточно больших A ⁹⁸.

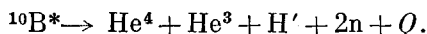
Ниже мы более подробно рассмотрим вопрос о взаимодействии Λ -частицы с нуклонами и поведение энергии связи Λ -частицы в гиперфрагментах.

Таблица III

Гипер- ядро	Число случаев	B_Λ	Гипер- ядро	Число случаев	B_Λ
H_Λ^3	9	$0,6 \pm 0,4$	Li_Λ^7	3	$4,5 \pm 0,4$
H_Λ^4	21	$1,8 \pm 0,3$	Li_Λ^8	1	$5,4 \pm 0,8$
He_Λ^4	9	$2,0 \pm 0,3$	Be_Λ^8	1	$6,2 \pm 0,6$
He_Λ^5	15	$2,9 \pm 0,3$	Be_Λ^9	3	$6,4 \pm 0,4$

6. Некоторые аномальные случаи

Одной из характерных черт распада гиперядер, образованных Λ -частицей и нуклонами, является выделение энергии (кинетическая энергия осколков распада гиперядра) Q , равной для мезонных распадов 30 — 50 Мэв , а для немезонных— 150 — 170 Мэв . Однако был обнаружен ряд случаев, которые можно трактовать, как гиперядра с аномально большой величиной Q ^{9,41-43}. Так, например, Франциветти и др. ⁹ сообщили о случае безмезонного распада. Обработка пластинки показала, что распад можно трактовать так:



Однако для Q получалось очень большое значение: $Q \cong 500 \text{ Мэв}$. В случае ⁴³ был зарегистрирован π -мезонный распад. Однако наблюдаемая величина Q была аномально большой для π -мезонных распадов: Q — 110 Мэв . В случае ⁴¹ вторичная звезда имела три трека: один можно было отожде-

ствить с отдачей ядра, второй—с изотопом водорода, а третий был похож на K -мезон. Энергия Q , выделившаяся в этом случае, $\gg 550 \text{ Мэв}$. Поскольку природу соединяющего трека не удалось установить, то эти случаи могут быть интерпретированы либо как распад гиперядер, либо как захват отрицательных мезонов. В первом случае гиперон должен иметь массу $\sim 2910 m_e$, а во втором—отрицательный мезон—массу $\sim 1075 m_e$. Хотя сколько-нибудь серьезных выводов на основании этих единичных случаев делать еще нельзя, но при дальнейших исследованиях их нужно иметь в виду.

В работе Фрая, Бальдо-Чеolini и др.⁴⁴ содержится неясное указание на то, что удалось обнаружить связанную систему Σ^+ -частицы и протона. Те же авторы недавно сообщили, что им, по-видимому, окончательно удалось экспериментально обнаружить существование связанной Σ^+ -системы⁴⁵.

III. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ ГИПЕРЯДЕР

7. Основные свойства гиперонов и K -мезонов

Здесь мы напомним лишь некоторые, наиболее существенные характеристики элементарных частиц и их взаимодействий. Более подробно различные аспекты этого вопроса рассмотрены в ряде обзоров^{134–136}.

Как известно, в настоящее время принято деление всех взаимодействий (исключая ультраслабые гравитационные) на следующие три группы:

а) Сильные взаимодействия. Такие взаимодействия проявляются в процессах образования и рассеяния π - и K -мезонов, гиперонов и нуклонов. Они ответственны также за ядерное взаимодействие нуклонов и гиперонов. Сильные взаимодействия характеризуются безразмерной константой связи порядка единицы $\frac{f^2}{\hbar c} \sim 1$.

б) Электромагнитные средние взаимодействия. Они характеризуются константой $\frac{e^2}{4\pi\hbar c} = \frac{1}{137}$.

в) Слабые взаимодействия. К ним относятся взаимодействия, обуславливающие β -распад нейтронов, распады π -, μ - и K -мезонов, гиперонов. Они характеризуются фермиевской константой связи $\frac{G^2}{\hbar c} \sim 10^{-13}$.

Мы будем интересоваться здесь только сильными взаимодействиями. Фундаментальным обстоятельством в теории элементарных частиц в настоящее время является возможность распространения принципа зарядовой независимости на область явлений, включающих сильное взаимодействие K -мезонов и гиперонов.

Как известно, изучение обычных ядер привело к заключению, что ядерные силы, действующие между нейтронами, такие же, как и между протонами (исключая кулоновские взаимодействия). Такое заключение вытекало, в частности, из равенства энергий связи «зеркальных» ядер (за вычетом электромагнитных сил), таких, как, например, H^3 и He^3 , C^{13} и N^{13} и т. д.

В 1936 г. Брейтом и др.⁷⁵ был выдвинут постулат, что ядерные силы подчиняются более сильному требованию, а именно: они являются зарядово-независимыми. Этот постулат утверждает, что ядерные силы между любыми двумя нуклонами одинаковы, если последние находятся в состояниях с одинаковым спином и орбитальным угловым моментом. Последующие эксперименты полностью подтвердили это заключение.

Кассеном и Кондоном ⁷⁶ было показано, что этот принцип особенно просто выражается на языке изотопического спина, который был впервые введен Гейзенбергом ⁷⁷. В частности, заряд нуклона выражается формулой $Q = T_3 + \frac{1}{2}$, где T_3 — проекция изоспина на ось z во вспомогательном изотопическом пространстве, равная $\frac{1}{2}$ для протона и $-\frac{1}{2}$ для нейтрона. Кеммер распространил понятие изотопического спина на π -мезоны, приписав для π^+ , π^0 , π^- -мезонов значения $T_3 = +1, 0, -1$ соответственно.

Для π -мезонов имеет место формула $Q = T_3$.

Таким образом, можно записать:

$$Q = T_3 + \frac{n}{2}, \quad (1)$$

где $n=1$ для нуклонов, $n=-1$ для антинуклонов и $n=0$ для π -мезонов. Вся совокупность имеющихся в настоящее время экспериментальных данных (в том числе относящихся и к гиперядрам) не противоречит гипотезе

Таблица IV

Частица	T	T_3	S
p, n	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$	0
π^+, π^0, π^-	1	$+1, 0, -1$	0
Λ	0	0	-1
$\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$	1	$+1, 0, -1$	-1
K^+, K^0	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$	1
K^-, \bar{K}^0	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}$	-1
Ξ^0, Ξ^-	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$	-2

зарядовой независимости в применении к гиперонам и тяжелым мезонам. Безусловно, подтверждение или опровержение этой гипотезы сыграет большую роль в понимании природы элементарных частиц. Зарядовая независимость для сильных взаимодействий может быть выражена требованием, чтобы при сильных взаимодействиях сохранялась величина изотопического спина системы частиц. Все частицы, известные нам в настоящее время, можно распределить по зарядовым мультиплетам. Одна из возможных и наиболее простых схем представлена в таблице IV. Однако в этом случае заряд частицы не будет уже выражаться формулой (1). Гелл-Манн ⁷⁸ и Нипиджима ⁷⁹ обобщили формулу (1) введением добавочного числа S , получившего название «странности»:

$$Q = T_3 + \frac{1}{2}n + \frac{1}{2}S.$$

Значение S для различных частиц приведено в последнем столбце таблицы IV. Нетрудно видеть, что странность должна сохраняться в сильных взаимодействиях наряду с сохранением изотопического спина (а следовательно, и его проекции) и барионного числа (число барионов минус число антибарионов). Выяснению физического смысла «странности» в рамках трехмерного изотопического пространства посвящены работы Д'Эспанья и Прентки ⁸⁰, Рака ⁸¹, Салама ⁸² и др. Заметим, что наряду с этим ряд авторов рассматривает 4-мерное изопространство, которое приводит к несколько отличной классификации частиц, в частности, к предсказанию четвертого π -мезона и т. д. ¹³¹⁻¹³³. Однако нам здесь достаточно ограничиться трехмерным изопространством. Кроме требования инвариантности взаимодействия относительно вращений в трехмерном изотопическом пространстве, учитывается инвариантность относительно отражений. Таким образом, налагается естественное требование, чтобы функция

Лагранжа, описывающая взаимодействие, была скаляром в изопространстве. Кроме того, предполагается, что функция Лагранжа инвариантна: а) относительно собственной группы Лоренца и группы отражений в обычном пространстве; б) относительно зарядового сопряжения; в) относительно некоторого калибровочного преобразования, обеспечивающего сохранение «странности».

На основании этих требований отбираются всевозможные поля и строится общая функция Лагранжа для всех полей и взаимодействий между ними. Она имеет следующий вид:

$$L = g_1 \bar{N} (i\gamma_5) \tau \pi N + g_2 [\bar{\Lambda} \Omega \pi \Sigma + \bar{\Sigma} \pi \Omega \Lambda] + g_3 [\bar{\Sigma} \Omega \times \Sigma] \pi + \\ + g_4 \bar{\Xi} \Omega \tau \pi \Xi + g_5 [\bar{N} \Omega K \Lambda + \bar{\Lambda} \Omega K^* N] + \\ + g_6 \{[\bar{N} \Omega \tau \Sigma K] + [K^* \bar{\Sigma} \tau N]\} + g_7 [\bar{\Xi} \Omega \tau_2 K^* \Lambda + \\ + \bar{\Lambda} \Omega \tau_2 \Xi] + g_8 [\bar{\Xi} \Omega \tau_2 \tau \Sigma K^* + K \tau \Sigma \Omega \tau_2 \Xi]. \quad (2)$$

Здесь $\Omega = 1$ или $i\gamma_5$ в зависимости от четности K -мезонов и относительных четностей барионов. Предполагается также, что спины всех барионов $S = \frac{1}{2}$. На основе экспериментальных данных о большой асимметрии «вверх—вниз» продуктов распада Λ -частицы можно заключить, что ее спин действительно равен $\frac{1}{2}$ ⁸³. То же, по-видимому, относится к Σ -гиперону. Спин Ξ -частицы в настоящее время не установлен.

Можно считать также окончательно установленным, что спин K -мезона равен 0.

На основании систематики Гелл-Манна—Нишиджимы становится совершенно ясной возможность существования метастабильных Λ -ядер. Поскольку из всех странных барионов Λ -частица обладает наименьшей массой, Λ -ядра имеют время жизни, примерно равное по порядку величины времени жизни свободной Λ -частицы. На основании указанной систематики невозможно, например, существование Σ -ядер некоторых типов в силу следующих быстрых процессов:

$$\Sigma^- + p \rightarrow \Lambda^0 + n, \quad \Sigma^+ + n \rightarrow \Lambda^0 + p, \quad \Sigma^0 + n \rightarrow \Lambda^0 + n.$$

Однако возможно (в принципе) существование связанной системы $\Sigma^+ - p$ или $\Sigma^- - n$.

Аналогично невозможно существование Ξ -ядер ряда типов в силу процессов

$$\Xi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + \Lambda^0, \quad \Xi^0 + n \rightarrow \Lambda^0 + \Lambda^0.$$

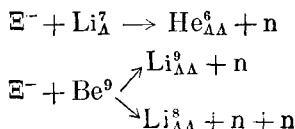
Однако в принципе возможно существование следующих систем:

$$\Xi^- - n \quad \text{или} \quad \Xi^0 - p.$$

Интересно отметить, что и расчеты на основе полевой теории при разумных константах связи π - и K -мезонов с барионами допускают существование связанной системы $\Sigma^+ - p$ (или $\Sigma^- - n$)¹¹⁹. Одно время обсуждался вопрос о существовании K -ядер, т. е. связанных систем, состоящих из $K^+(K^0)$ -мезонов и нуклонов⁸⁴. В настоящее время установлено, что между K^+ -мезонами и нуклонами существует отталкивание и K^+ -ядра не могут существовать. То же, по-видимому, относится и к K^0 -мезонам.

Чрезвычайно любопытным является вопрос о существовании гиперядер с двумя Λ -частичами⁹⁸. Такие ядра могли бы образоваться в случае, когда Ξ -частица попадает в обычное ядро. Типичными реакциями, при-

водящими к образованию ядер с двумя Λ -частицами, могли бы быть такие:



Эти ядра могли бы существовать даже в случае, если между Λ -частицами нет очень сильного отталкивания. Расчеты на основе полевой модели в предположении «глобальной симметрии» показывают, что силы Λ — Λ являются силами притяжения, хотя и несколько меньшими, чем силы Λ — N , поэтому существование ядер с двумя Λ -частицами является вполне возможным.

Очень интересным является экспериментальное исследование ядер такого типа. Поскольку входящие в состав ядра Λ -частицы будут распадаться независимо друг от друга, то в фотоэмульсии будет наблюдаться целая цепочка распадов. Изучение таких распадов будет являться одной из оригинальных возможностей экспериментального исследования сил между двумя Λ -частицами.

8. Мезонный и немезонный способы распада гиперядер. Спин Λ -частицы

Время жизни Λ -частицы превышает характерное время, связанное с сильными взаимодействиями, в 10^{13} раз. Были попытки объяснить такое аномально большое время жизни Λ -частицы, полагая, что она имеет очень большой спин, например $S \geq \frac{11}{2}$ ⁸⁵⁻⁸⁷. Качественно это можно понять следующим образом.

Волновая функция π -мезона, образующегося при распаде Λ -частицы с моментом l и импульсом k в области $r \ll \frac{1}{k}$, имеет вид

$$\frac{1}{\sqrt{v\tau_0}} \frac{(2l-1)!!}{r (kr)^l},$$

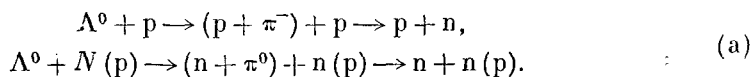
где $v = \frac{k}{m}$, τ_0 — время жизни Λ -частицы. Сшивая это решение с решением для $r > r_0$, где r_0 — размер Λ , получим

$$\frac{1}{\sqrt{v\tau_0}} \frac{(2l-1)!!}{r_0 (kr_0)^l} \sim \frac{1}{r_0^{3/2}}.$$

При энергии π -мезона $\varepsilon = 37 \text{ Мэв}$, $k = 2 \sqrt{\mu_\pi \varepsilon}$, $r_0 \sim \frac{1}{\sqrt{M_{\mu_\pi}}}$ и $l = 5$ получаем, что $\tau_0 \sim 10^{-10} \text{ сек}$. Однако, как показано в⁸⁸, эта гипотеза противоречит самому факту существования гиперядер. В самом деле, импульс нуклона, поглощающего π -мезона распада, $p \sim \sqrt{M_{\mu_\pi}} \gg k$, поэтому центробежный барьер для нуклона значительно прозрачнее, чем для π -мезона. Следовательно, время жизни гиперядра за счет немезонного распада уменьшено на фактор $\left(\frac{p}{k}\right)^{2l}$. При $l = 5$ этот фактор $\cong 10^7$, т. е. время жизни Λ -частицы со спином $1/2$ в ядре было бы в $10^6 - 10^7$ раз меньше экспериментально наблюдаемого. Таким образом, даже эти простые рассуждения показывают несостоятельность гипотезы большого спина для Λ -частицы, опровергнутой к тому же прямыми опытами (Альварец и др.).

Как было отмечено в § 6, для гиперядер с $Z \geq 3$ преимущественный способ распада — немезонный. Следовательно, в тяжелых гиперядрах

должен существовать некоторый механизм, приводящий к преобладанию немезонного распада над мезонным. Примаков и Честон⁸⁹ предположили, что виртуальные π -мезоны, образующиеся при распаде Λ -частицы, поглощаются одним из нуклонов ядра и, таким образом, разность масс $M_\Lambda - M_N$ превращается в кинетическую энергию нуклонов. Имеют место следующие процессы:



Как известно, при распаде свободной Λ -частицы: $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$, относительный импульс π -мезона $k_d \cong 95 \frac{M_{\pi^0}}{c}$, тогда как виртуальный π -мезон может передать каждому нуклону импульс $k_c \cong 420 \frac{M_{\pi^0}}{c}$. Ясно, что в легких гиперядрах, где Λ -частица слабее связана, немезонные распады будут менее часты. В тяжелых же ядрах, где Λ -частица находится в основном внутри ядра-остова, будучи сильнее с ним связанной, немезонные процессы будут преобладающими. Матричный элемент для процессов (a) зависит от амплитуды M_k взаимодействия $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$. Если предположить эффективный радиус Λ -частицы достаточно малым (меньше чем $0,5 \cdot 10^{-13}$ см), как заметили Рудерман и Карплус⁹⁰, π -мезону распада нужно преодолеть центробежный барьер, обусловленный его орбитальным моментом l . Тогда амплитуда проникновения через такой барьер, как известно, пропорциональна k^l ; поэтому величина $M_k = C_l k^l$, где C_l не сильно зависит от величины импульса и l . На основании этого отношение немезонного способа распада к мезонному, соответствующее эмиссии π -мезона с моментом l , имеет следующую форму:

$$R_l = D \left(\frac{k_c}{k_d} \right)^{2l} \cong (17)^l D,$$

где D не зависит от l .

Обычно величина D зависит от взаимодействия π -мезона с нуклоном и ядерной плотности. Рудерман и Карплус нашли D в следующих двух случаях:

а) Для гиперядер $Z \geq 3$, где Λ -частица преимущественно находится внутри ядерного объема,

$$R_l(\pi^-) \cong 4 \times (17)^l.$$

Заметим, что экспериментально в¹¹ для $Z \geq 3$ было найдено два мезонных распада (π^-) и 86 немезонных.

б) Для легких гиперядер, где Λ -частица занимает в основном объем больший, чем ядро-остов, величина $R_l(\pi^-)$, естественно, зависит от энергии связи, поскольку вероятность захвата будет пропорциональна вероятности нахождения Λ -частицы внутри ядра-остова. В этом случае было получено

$$R_l(\pi^-) \cong 0,6 \sqrt{B_{\Lambda, M_{\pi^0}}} \times (17)^l.$$

Для гипергелия экспериментальная величина этого отношения ~ 1 , а для B_Λ было найдено следующее значение: $B_\Lambda \sim 2 M_{\pi^0}$. Таким образом, в этих двух случаях хорошее совпадение с экспериментальными значениями получается при $l=0$, хотя нельзя исключить и $l=1$. Отсюда, на основании приведенных выше аргументов, Рудерман и Карплус также заключили, что спин Λ -частицы наиболее вероятно равен $1/2$. Аналогичный вывод сделал независимо Нишиджима⁹¹, хотя на основании менее строгого рассмотрения.

В настоящее время на основании изучения угловых корреляций установлено, что спин Λ -частицы равен $1/2$. Однако, как мы видим, и на основании рассмотрения гиперядер также оказалось возможным сделать выводы о спине Λ -частицы.

9. Феноменологическое рассмотрение гиперядер с $A \leq 5$

Как указывалось выше, из характера зависимости энергии связи Λ -частицы B_Λ от массового числа следует, что взаимодействие Λ -частицы и нуклона слабее нуклон-нуклонного взаимодействия. Этот факт был установлен уже в первых теоретических работах, относящихся к гиперядрам⁹²⁻⁹⁵. Так, например, в⁹² была рассмотрена простейшая модель, согласно которой для Λ -частицы вводится некоторый самосогласованный потенциал в виде прямоугольной ямы глубины V_0 , не зависящей от спинов. Так как Λ -частица находится в $1S$ -состоянии, то для энергии связи B_Λ имеем

$$B_\Lambda = V_0 - \frac{z_{1S}^2 \hbar^2}{2M_\Lambda R_0^2},$$

где z_{1S} — величина, зависящая от произведения $V_0 R_0^2$; здесь $R_0 = r_0 A^{1/3}$ — радиус ямы, а V_0 — ее глубина.

Варьируя V_0 , можно получить, что наилучшее совпадение с экспериментом достигается при $V_0 = 25 \text{ Мэв}$. Напомним, что в обычных ядрах $V_0 \sim 40 \text{ Мэв}$. Простейшей из Λ -гиперядерных систем является система, состоящая из двух нуклонов и Λ -частицы. Она может существовать в состояниях с $T=0$ или $T=1$. В синглетном состоянии это только система H_Λ^3 , в триплетном — He_Λ^3 , H_Λ^3 , n_Λ^3 . Если для H_Λ^3 состояние с $T=1$ имеет меньшую энергию, то энергия связи He_Λ^3 будет равна энергии связи H_Λ^3 (она обычно несколько меньше в силу кулоновского отталкивания). Если состояние с $T=0$ лежит ниже, тогда состояние H_Λ^3 с $T=1$ будет переходить посредством излучения γ -кванта ($M1$) в состояние с $T=0$. В этом случае B_Λ для He_Λ^3 будет меньше, чем для H_Λ^3 . Следовательно, если He_Λ^3 существует, его энергия связи B_Λ не превышает B_Λ для H_Λ^3 системы, если зарядовая независимость имеет место⁹⁶. Согласно современным данным, H_Λ^3 есть, по-видимому, изотопический синглет. Ядро He_Λ^3 , как указывалось выше, не обнаружено, хотя его распад $\text{He}_\Lambda^3 \rightarrow p + p + p + \pi^-$ можно было бы сравнительно легко обнаружить. Эти замечания можно было бы отнести и к n_Λ^3 , хотя его распады по схемам $\text{n}_\Lambda^3 \rightarrow p + n + n + \pi^-$ или, менее вероятно, $\text{n}_\Lambda^3 \rightarrow \text{H}^3 + \pi^-$ труднее детектировать. Исходя из того факта, что нуклон-нуклонное взаимодействие в состоянии $T=1$ значительно меньше, чем в состоянии $T=0$, в⁹⁷ на основании проведенных расчетов было показано, что для трехчастичной системы, по-видимому, исключена возможность существования связанного состояния $T=1$, т. е. гиперядер He_Λ^3 , H_Λ^3 , n_Λ^3 . Предположение зарядовой независимости Λ — N -сил требует также, чтобы энергии связи B_Λ для H_Λ^4 и He_Λ^4 были приблизительно равными. На самом деле эксперимент действительно подтверждает это предположение. Разность энергий B_Λ для этих двух ядер может быть объяснена различными электромагнитными эффектами, а также изменением энергии ядра-остова за счет кулоновского отталкивания.

Ядра H_Λ^3 , H_Λ^4 , He_Λ^4 , He_Λ^5 являются в настоящее время наиболее хорошо изученными. Величины энергий связи Λ -частицы в этих ядрах

позволяют, согласно Далиццу, сделать некоторые заключения о характере взаимодействия Λ -частицы с нуклонами.

Пусть V_C и V_T — потенциалы взаимодействия Λ -частицы с нуклонами соответственно в синглетном и триплетном состояниях. Тогда, вводя проекционные операторы, можно написать выражение для потенциала Λ — N -сил в виде (без учета обменных сил)

$$V = \frac{3 + (\sigma_\Lambda \sigma_N)}{4} V_T + \frac{1 - (\sigma_\Lambda \sigma_N)}{4} V_C.$$

Предполагая, что Λ -частица движется в некотором усредненном поле, создаваемым нуклонами ядра-остова, и что последнее не сильно деформировано в результате взаимодействия с Λ -частицей, для эффективного потенциала Λ -частицы в ядре получим

$$U(r) = \left\langle S \left| \sum_{i=1}^A \int V_{\Lambda N_i}(|r - r_i|) \rho(r_i) d^3 r_i \right| S \right\rangle.$$

Здесь суммирование ведется по всем нуклонам ядра-остова, число которых равно A . $\rho(r_i)$ — распределение плотности ядра-остова, нормированное на единицу. Если радиус Λ -нуклонных сил мал по сравнению с размерами гиперядра, то можно записать

$$U(r) = U_A \rho(r), \quad (3)$$

где

$$U_A = \left\langle S \left| \sum_{i=1}^A \int V_{\Lambda N_i}(R_i) d^3 R_i \right| S \right\rangle, \quad R_i = r - r_i. \quad (4)$$

Это выражение является, таким образом, приближением нулевого радиуса действия Λ -нуклонных сил.

Гиперядро He_Λ^5 . Ядро-остов в этом случае есть α -частица. Спин He_Λ^5 с большей степенью вероятности равен $1/2$. В этом случае усреднение в выражении (4) с помощью спиновой волновой функции He_Λ^5 приводит к следующему выражению:

$$U_4 = 3U_T + U_C, \quad (5)$$

где U_T и U_C — объемные интегралы от V_T и V_C :

$$U_T = \int V_T(r) d^3 r \quad \text{и} \quad U_C = \int V_C(r) d^3 r. \quad (6)$$

Для $\rho(r)$ возьмем гауссово распределение:

$$\rho(r) = \frac{1}{a^3 \pi \sqrt{\pi}} e^{-\frac{r^2}{a^2}}. \quad (7)$$

В соответствии с экспериментами Хофштеттера и с учетом размера протона для параметра a имеем⁹⁸

$$a = 1,18 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

U_4 мы можем найти, решая уравнение Шредингера для частицы, движущейся в потенциальной яме, определяемой выражениями (3), (4), (6). Такая задача была решена, например, в работе¹²³. Опуская промежуточные вычисления, приведем полученную величину U_4 в случае, если $B_\Lambda = 2,9 \text{ Мэв}$: $U_4 = 630 \text{ Мэв } f^3$, где $1f$ (ферми) = 10^{-13} см.

В работе ⁹⁸ была произведена оценка объемного интеграла U_4 с учетом конечности радиуса действия Λ -нуклонных сил и деформируемости ядра-остова. Для Λ -нуклонных сил выбирался потенциал такого типа:

$$V(r) \sim \frac{e^{-\frac{r}{r_0}}}{r}$$

причем

$$r_0 = \frac{1}{m_K} \approx 0,4f \quad \text{и} \quad r_0 = \frac{1}{2m_\pi} \approx 0,7f.$$

При этом были получены следующие оценки объемных интегралов:

$$U_4 = 925 \text{ Мэв } f^3 \quad \text{для } r_0 = \frac{1}{2m_\pi};$$

$$U_4 = 715 \text{ Мэв } f^3 \quad \text{для } r_0 = \frac{1}{m_K}.$$

Гиперядра H_Λ^4 и He_Λ^4 . Для этих гиперядер возможны два значения спина: $J=0$ и $J=1$. Имеющиеся в настоящее время экспериментальные факты указывают, что спины этих ядер, по-видимому, равны 0, что мы и будем предполагать в дальнейшем. В этом случае

$$U_3 = \frac{3}{2} U_T + \frac{3}{2} U_C. \quad (8)$$

Выберем и в этом случае распределение (7) с $a = 1,38 \cdot 10^{-13}$ см, которое получено из предположения, что наблюдаемая разность энергий связи для этих ядер, равная 0,76 Мэв, обязана кулоновскому взаимодействию протонов в He^3 . При этом учитываются также поправки, связанные с конечностью протона.

Для объемных интегралов имеют место следующие значения:

$$U_3 = 750 \text{ Мэв } f^3 \quad \text{для } r_0 = 0;$$

$$U_3 = 660 \text{ Мэв } f^3 \quad \text{для } r_0 = \frac{1}{m_K};$$

$$U_3 = 850 \text{ Мэв } f^3 \quad \text{для } r_0 = \frac{1}{2m_\pi}.$$

Гиперядро H_Λ^3 . Это ядро представляет изотопический синглет. Если, согласно нашему допущению, его спин $1/2$, то

$$U_2 = \frac{3}{2} U_C + \frac{1}{2} U_T. \quad (9)$$

Это ядро было рассмотрено в ⁹⁷ методами задачи трех тел, разработанными для аналогичной нуклонной проблемы.

Вычисления привели к следующим значениям объемных интегралов:

$$U_2 = 500 \text{ Мэв } f^3 \quad \text{для } r_0 = \frac{1}{m_K};$$

$$U_2 = 795 \text{ Мэв } f^3 \quad \text{для } r_0 = \frac{1}{2m_\pi}.$$

Исходя из полученных оценок для U_2 , U_3 , U_4 , можно получить некоторые сведения о величинах U_T и U_C на основании использования любой пары из равенств (5), (8), (9).

Как показывают расчеты, во всех случаях соблюдения $U_T < U_C$ имеем:

$$U_T \cong (0,2 \div 0,5) U_C.$$

Эти оценки получены в предположении центральных сил. Тензорные силы ввиду короткодействующего характера Λ -нуклонных сил не будут вносить существенных изменений. Однако результаты могут быть сильно модифицированы, если существуют многочастичные силы.

Как показывают расчеты ^{127, 128}, многочастичные силы действительно дают ощутимый вклад во взаимодействие Λ -частицы с нуклонами. Это связано с тем обстоятельством, что, например, трехчастичные 2π -мезонные силы убывают с расстоянием медленнее, чем двухчастичные 2π -мезонные силы. Эти трехчастичные силы, по-видимому, будут давать большой вклад в случае тяжелых гиперядер.

10. Рассмотрение легких гиперядер на основе полевой модели

При теоретическом анализе гиперядер, как и обычных ядер, представляет интерес также второе направление, связанное с применением полевой модели для взаимодействия элементарных частиц. Существующая в настоящее время теория элементарных частиц и их взаимодействий, безусловно, далека от совершенства. Так, из теории нельзя вывести значений зарядов и масс элементарных частиц, которые в значительной мере берутся из экспериментов. Однако при наличии подобной информации мы можем попытаться дать описание явлений, происходящих с участием элементарных частиц, с помощью релятивистской квантовой теории поля, которая является единственным аппаратом, пригодным для такого описания. Конечно, вопрос о применимости квантовой теории в том виде, в котором она сейчас существует, к области явлений, происходящих на расстояниях $\sim 10^{-14}$ см, или к соответствующим процессам сверхвысокой энергии остается открытым. Более того, имеются обоснованные аргументы в пользу необходимости существенного видоизменения существующей теории, например, нелинейным или иным образом. Однако в изучении явлений, для которых характерны относительно большие расстояния, удалось получить множество правильных результатов. Так, например, квантовая электродинамика хорошо согласуется с опытом. Ситуация в мезодинамике также значительно улучшилась за последние годы, в частности, в связи с развитием теории дисперсионных соотношений. Удалось дать удовлетворительную трактовку рассеяния π -мезонов на нуклонах и даже продвинуться в понимании распадов π - и K -мезонов. Для системы мезон—нуклон в приближении метода Тамма—Данкова и фоторождения удалось получить полуколичественное описание в упрощенном варианте, предложенном Чу ¹⁰¹. Применение методов теории поля оказалось также плодотворным в рассмотрении проблемы ядерных сил. Здесь, прежде всего, нужно указать на работу Леви ¹⁰², который показал, что теория дает сильное отталкивание на малых расстояниях для потенциала взаимодействия двух нуклонов. Тем самым теория приблизилась к обоснованию феноменологического потенциала Ястрова, который постулировал это отталкивание на малых расстояниях, чтобы объяснить своеобразное поведение рассеяния протонов на протонах при энергиях от 100 до 400 Мэв. Работа Леви содержала некоторые ошибки, которые впоследствии были исправлены в работах Клейна ¹⁰³, Хамада и Сугавара ¹⁰⁴, Дрелла и Хуан Куна ¹⁰⁵.

В 1953 г. Брюкнер и Ватсон ¹⁰⁶ рассмотрели задачу о ядерных силах с учетом некоторых новых соображений, а именно с учетом рассеяния виртуальных мезонов двумя взаимодействующими нуклонами при «подавлении» влияния пар частиц. Различные соображения о величине константы подавления пар незначительно сказывались на результатах. Однако оказалось, что эффекты многократного рассеяния виртуальных мезонов

существенны в области $r \lesssim \frac{1}{2} \frac{\hbar}{\mu c}$. Этот эффект Брюкнер и Ватсон исключили введением отталкивательной стенки на малых расстояниях.

Используя методику Брюкнера и Ватсона, Гартенхауз¹⁰⁷ для устранения особенностей на малых расстояниях применил обрезание по импульсам виртуальных мезонов, предложенное Чу, что эквивалентно введению некоторого форм-фактора для нуклонов.

Гартенхауз заменил, как обычно, псевдоскалярную связь нуклонов и мезонов псевдовекторной, используя известное преобразование Фолди—Дайсона и отбросив при этом все члены выше первой степени по константе связи. Гамильтониан взаимодействия получает вид

$$H_{\text{int}} = (4\pi)^{\frac{1}{2}} \frac{f_0}{\mu} \sum_{N=1}^2 \sum_{\lambda} \int d\mathbf{r} \rho(\mathbf{r} - \mathbf{r}_N) \mathbf{r}_{\lambda}^N \boldsymbol{\sigma}^N \nabla \varphi_{\lambda}(r).$$

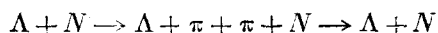
Здесь используется система единиц, в которой $\hbar = c = 1$, μ — масса π -мезона. $\rho(r)$ — некоторая функция источника со свойством $\int \rho(r)(dr) = 1$, f_0 — перенормированная константа связи.

При вычислении потенциалов взаимодействия используется фурье-образ функции источника

$$v(k) = \int e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \rho(\mathbf{r}) (d\mathbf{r}).$$

Кроме того, константа f_0 заменяется на f , которая уже является перенормированной, «реальной», и берется из опыта. Используя этот гамильтониан, Гартенхауз получил нуклон-нуклонные силы во втором и четвертом порядках теории возмущений, связанные с обменом одним и двумя виртуальными π -мезонами. Численные результаты, полученные Гартенхаузом для дейтона, находятся в хорошем согласии с опытными данными. При этом использовались значения для псевдовекторной константы взаимодействия $f^2 \sim 0,089 - 0,093$, которые согласуются с величинами, полученными из рассеяния и фоторождения π -мезонов на нуклонах. Следует указать, что потенциал Гартенхауза дает вполне удовлетворительное согласие с опытом также для нуклон-нуклонного рассеяния при малых энергиях. Отметим, что уже в последнее время Маршак и Сигнелл¹²⁰, дополняя потенциал Гартенхауза спин-орбитальным членом, получили для рассеяния нуклонов на нуклонах хорошее согласие с опытом для энергий вплоть до энергии 150 Мэв. В силу указанных обстоятельств можно считать, что потенциалы Брюкнера и Ватсона и Гартенхауза в основном правильно описывают взаимодействие нуклонов, по крайней мере в низкоэнергетической области. Это наводит на мысль, что их можно применить и для анализа взаимодействия гиперонов с нуклонами, в частности к рассмотрению энергии связи Λ -ядер. В то время, когда силы между нуклонами обусловлены в основном переносом π -мезонов, вклад в Λ -нуклонные силы можно ожидать из обмена как π^- , так и K -мезонами. Эти вклады можно рассмотреть в следующем виде⁹⁸:

а) Обмен π -мезонами. Обмен одним π -мезоном запрещен ($\Lambda^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$) в силу закона сохранения изотопического спина при сильных взаимодействиях. Отсутствие этого процесса как раз и объясняет тот факт, что силы между Λ -частицей и нуклоном слабее нуклон-нуклонных сил. Следовательно, эта часть взаимодействия может быть обусловлена только обменом двумя π -мезонами, например:



Эффективный радиус этого взаимодействия

$$\sim \frac{1}{2m_\pi} \cong 0,7 f.$$

б) Обмен одним K -мезоном

$$\Lambda + N \rightarrow N + \tilde{K} + N \rightarrow N + \Lambda$$

$$\Lambda + N \rightarrow \Lambda + K + \Lambda \rightarrow N + \Lambda$$

с радиусом взаимодействия $\sim \frac{1}{m_K} \cong 0,4 f.$

Кроме того, возможны взаимодействия комбинированного типа, посредством обмена π - и K -мезонами с радиусом $\sim \frac{1}{m_\pi + m_K} \cong 0,3 f.$ Эти два процесса обуславливают переход «странности» от Λ -частицы к нуклону, являясь, таким образом, обменными взаимодействиями.

в) Более сложные процессы, включающие обмен более чем одним K -мезоном вместе с π -мезонами или без них. Это взаимодействие будет обменным в случае нечетного числа K -мезонов. Радиус его $\sim \frac{1}{2m_K} \cong 0,2 f$ или меньше. Из других более сложных процессов важную роль могут играть, например, многочастичные силы такого вида^{98, 109}:

$$N + \Lambda + N \rightarrow N + (\pi + \Lambda + \pi) + N \rightarrow N + \Lambda + N.$$

Возможны также и другие виды многочастичных сил. Обмен одним π -мезоном может иметь место с включением электромагнитного взаимодействия:

$$\Lambda^0 \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} p + K^- \rightarrow \pi^0 + p + K^- \\ n + \tilde{K}^0 \rightarrow \pi^0 + n + \tilde{K}^0 \end{array} \right\} \rightarrow \pi^0 + \Lambda^0.$$

Этот процесс частично может объяснить разность энергий связи B_Λ для He_Λ^4 и H_Λ^4 . Эффективная величина константы связи для таких процессов имеет порядок $\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^2 G^2$, где G — константа связи для π — N взаимодействий.

Анализ энергий связи B_Λ в легких гиперфрагментах был произведен во многих других^{110–116}. В наших подсчетах и работах других авторов^{110–116} рассматривались силы, связанные с обменом одним K -мезоном, двумя π -мезонами и π - и K -мезонами вместе. Для устранения особенностей на малых расстояниях вводилась отталкивательная стенка^{111–114}, причем радиус отталкивания брался таким, как и для обычных нуклон-нуклонных сил $r_c \sim 0,45 f$. Ввиду короткодействующего характера сил πK и $2K$ основной вклад от них будет лежать в области отталкивания. Поскольку в настоящее время о величине радиуса отталкивания ничего не известно, можно попытаться рассмотреть энергию связи легких гиперядер, используя метод Гартенхауза, но при этом возникает вопрос о величине обрезания для K -мезонов. Однако K -мезонные силы, как показал расчет, дают сравнительно небольшой вклад ($\sim 20 - 25\%$), и для получения качественного согласия с экспериментом можно взять ту же величину обрезания, что и для обычных сил. Конечно, применение статического приближения для K -мезонов (поскольку масса K -мезона всего в два раза меньше массы нуклона) не может считаться особенно удовлетворительным, поэтому полученные результаты имеют полукачественный характер.

Для получения Λ -нуклонных сил был использован гамильтониан в форме Д'Эспанья — Прентки — Салама (2) с предположением, что константы связи π -мезонов с барионами одинаковы, в соответствии с глобальной симметрией¹¹⁷. Считается, что относительные четности всех барионов положительные. Для простоты предположим, что осуществляется скалярный вариант взаимодействия K -мезонов с барионами. Обозначая потенциалы сил, связанные с обменом одним K -, двумя K -, K - и π -мезонами, соответственно через V^{1K} , V^{2K} , $V^{K\pi}$, имеем для них следующие выражения^{115–116}:

$$\begin{aligned} V^{1K} &= g_\Lambda^2 \frac{4\pi}{(2\pi)^3} p_x p_\sigma \int v^2(k) \frac{e^{ik(r_1-r_2)}}{\omega(K)^2} (dk), \\ V^{2K} &= -g_\Lambda^2 (g_\Lambda^2 + 3g_\Sigma^2) \frac{(4\pi)^2}{(2\pi)^6} \iint v^2(k_1) v^2(k_2) e^{i(k_1+k_2)(r_1-r_2)} \frac{(dk_1)(dk_2)}{\omega_1^{(K)3} \omega_2^{(K)2}}, \\ V^{K\pi} &= \left(\frac{f}{m_\pi}\right)^2 \frac{g_\Lambda^2 + g_\Sigma^2}{2} \frac{3(4\pi)^2}{(2\pi)^6} \frac{M_N}{M_\Lambda} p_x p_\sigma \iint (\sigma_1 k_2) (\sigma_2 k_2) \times \\ &\quad \times \left[\frac{1}{\omega_2^{(\pi)3} \omega_1^{(K)2}} + \frac{1}{\omega_2^{(\pi)2} \omega_1^{(K)3}} \right] v^2(k_1) v^2(k_2) e^{i(k_1+k_2)(r_1-r_2)} (dk_1)(dk_2). \end{aligned}$$

Мы положим, что $g_{\Sigma\pi} = g_\Lambda$. Это допущение не противоречит имеющимся в настоящее время экспериментальным данным.

Для сил, связанных с обменом двумя π -мезонами, имеем:

$$\begin{aligned} V^{2\pi} &= -\left(\frac{f}{m_\pi}\right)^4 \frac{3(4\pi)^2}{(2\pi)^6} \frac{M_N^2}{M_\Lambda^2} \iint \left\{ \frac{(k_1 k_2)^2}{\omega_1^{(\pi)2} \omega_2^{(\pi)3}} + \frac{\sigma_1 [k_1 k_2] \sigma_2 [k_1 k_2]}{\omega_1^{(\pi)3} (\omega_1^\pi + \omega_2^\pi) \omega_2^{(\pi)2}} \right\} \times \\ &\quad \times v^2(k_1) v^2(k_2) e^{i(k_1+k_2)(r_1-r_2)} (dk_1)(dk_2). \end{aligned}$$

При выводе сил $V^{2\pi}$ и $V^{K\pi}$ мы пренебрегли разностью масс Λ - и Σ -частиц, а при выводе сил V^{2K} — разностью масс Λ -, Σ - и Ξ -частиц, что приводит лишь к небольшой ошибке. Используя полученные выражения для сил, можно рассчитать объемные интегралы.

Если взять для постоянных связи значения $f^2 = 0,08$, $g_\Lambda^2 = g_\Sigma^2 = 1$, то получаем следующие оценки для U_T и U_C :

$$\begin{aligned} U_C &= (U^{1K} + U^{2\pi} + U^{K\pi} + U^{2K})_C = +620 \text{ Мэв } f^3, \\ U_T &= (U^{1K} + U^{2\pi} + U^{K\pi} + U^{2K})_T = +220 \text{ Мэв } f^3, \\ U_T &= 0,35 U_C. \end{aligned}$$

Таким образом, полевая квантовая теория Λ -нуклонных сил без введения дополнительных параметров дает результаты, вполне согласующиеся с феноменологическим рассмотрением. Для случая псевдоскалярного взаимодействия K -мезонов с барионами вычисления также приводят к более сильному взаимодействию в синглетном состоянии^{114, 115}.

11. О спинах некоторых гиперядер

Представляет большой интерес определение спинов гиперядер. Это смогло бы подтвердить (или опровергнуть) выводы, сделанные на основании квантово-полевого расчета сил между Λ -частицей и нуклоном

и оценки взаимодействия в синглетном и триплетном состояниях. Определение спинов гиперядер можно производить, изучая угловые корреляции в ядерных реакциях, в которых участвуют гиперядра. Интересными реакциями являются каскадные процессы такого типа:

$$a + b \rightarrow c + d, \quad c \rightarrow e + f.$$

Продукты первой реакции являются, вообще говоря, поляризованными. Угловое распределение продуктов реакции зависит от величины их спинов и характера поляризации. Сравнивая вычисленное теоретически распределение для различных спинов с наблюдаемым на опыте, можно попытаться установить величину спина. Если частицы c и d распадаются, то корреляция осколков также зависит от величины спина и его поляризации. Если частицы a и b не поляризованы или имеют нулевые спины, то можно рассматривать корреляцию следующих векторов: направление падающего пучка, направление продуктов реакции c , направление продуктов ее распада. Угловое распределение продуктов распада частицы со спином i в системе их центра масс дается следующей формулой:

$$I(\theta, \varphi) = \left| \sum_m Y_{im}(\theta, \varphi) \phi_m \right|^2,$$

где ϕ_m — спиновая функция частицы.

Рассмотрим такую реакцию: $K^- + \text{He}^4 \rightarrow \text{H}_\Lambda^0 + \pi^0 \text{H}_\Lambda^0 \rightarrow \text{He}^4 + \pi^-$, которую рассматриваем вблизи порога. Этот каскадный процесс может дать некоторую информацию относительно спина H_Λ^0 и относительно четностей элементарных частиц. К тому же его легко исследовать, так как спины всех частиц, участвующих в реакции (кроме H_Λ^0), нам известны и равны 0; мы предполагаем, что спин K -мезона тоже равен нулю. Из закона сохранения четности получаем

$$\Pi_\pi \Pi_{\text{He}} (-1)^l = \Pi_{\text{H}} \Pi_K (-1)^{l'},$$

где Π — внутренние четности соответствующих частиц, а l и l' — орбитальные моменты частиц до и после реакции соответственно. Запишем это равенство в таком виде:

$$\Pi (-1)^{l+l'} = 1,$$

где Π — произведение всех внутренних четностей частиц. Предположим, что силы между K -мезоном и нуклоном имеют короткий радиус действия, так что He_Λ^4 и K образуются в S -состоянии, т. е. $l' = 0$. Тогда, если $\Pi = -(1)^i$, то $l = i$ и угловое распределение принимает вид

$$I_i(\gamma) \propto |P_i(\cos \gamma)|^2,$$

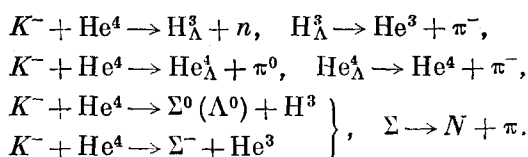
где γ — угол между направлением оси (которое мы выбрали по направлению падающего пучка π -мезонов) и направлением продуктов распада гиперядер в их системе центра масс.

Если $\Pi = -(-1)^i$, то значение $l' = 0$ запрещено, так как в этом случае $l = i$. Предположим, что в этом случае H_Λ^0 и K образуются в p -состоянии. В этом случае $l = i$, что вытекает из закона сохранения четности. В таблице V приведены угловые корреляции для значений

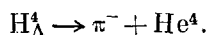
Таблица V

Спин \ Четность	0	1	2
$\Pi = (-1)^i$	1	$3 \cos^2 \gamma$	$\frac{5}{4} (1 - 6 \cos^2 \gamma + 9 \cos^4 \gamma)$
$\Pi = -(-1)^i$	Реакция запрещена	$\frac{3}{2} (1 - \cos^2 \gamma)$	$\frac{15}{2} (\cos^2 \gamma - \cos^4 \gamma)$

спинов гиперядер $i = 0, 1, 2$ ^{121, 122}. При исследовании гиперядер могут быть полезны следующие реакции¹¹⁷:

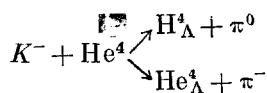


Некоторые заключения о спинах гиперядер можно получить, изучая отношение чисел распадов, относящихся к разным каналам. Рассмотрим, например, распад



Λ -частица находится в $1S$ -состоянии относительно ядра-остова H^3 . Если $J=0$ для H_Λ^4 , то его двухчастичный π^- -мезонный распад может быть обусловлен только S -волновым каналом распада Λ -частицы. Если $J=1$, то такой распад может быть обусловлен только p -волновым каналом. Однако не все p -состояния приводят к такому распаду. Если ось z выбрать по направлению вылетающего π -мезона, то только состояния с $m=0$, т. е. $1/3$ всех p -состояний, приводят к такому распаду. Благодаря несохранению четности при слабых взаимодействиях свободная Λ -частица может распадаться по S - и p -каналам с некоторыми весовыми коэффициентами. В⁹⁸ было показано на основании анализа некоторых экспериментальных данных, что доля p -состояния невелика и равна $\sim 1/3$. Поскольку Λ -частица в ядре H_Λ^4 связана сравнительно слабо, можно считать, что эта величина справедлива и для распада связанной Λ -частицы. Если спин H_Λ^4 равен единице, то число двухчастичных π -мезонных распадов должно составлять небольшую величину от числа всех π -мезонных распадов: $\sim 5\%$. Однако эксперимент дает значительно более завышенное значение: $\sim 60\%$, что указывает на то, что спин H_Λ^4 , по-видимому, равен $1/2$. Это в свою очередь требует, чтобы Λ -нуклонные силы были сильнее в синглетном состоянии, чем в триплетном, что находится в согласии с прямыми вычислениями.

Рассмотрим реакции:



Из закона сохранения орбитального момента сразу же следует, что если реакции действительно имеют место и H_Λ^4 и He_Λ^4 образуются

в основном состоянии, то K -мезон имеет противоположную четность к Λ -частице (если последняя имеет положительную четность относительно нуклона). Эти реакции будут запрещены, если K -мезон есть скаляр. Поэтому изучение реакции взаимодействия K -мезонов с гелием имеет большое значение для изучения свойств элементарных частиц.

В заключение можно отметить, что всестороннее исследование гиперядер должно явиться одним из важных разделов физики ядра и элементарных частиц.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. M. Danysz and J. Pniewsky, *Phil. Mag.* **44**, 348 (1953).
2. J. Crussard and D. Morellet, *Comp. Rend. Ac. Sci.* **236**, 64 (1953).
3. A. Bonetti, R. Levi-Setti, M. Panetti, L. Scarsi and G. Tomasini, *Nuovo Cim.* **11**, 210 (1954).
4. A. Bonetti, R. Levi-Setti, M. Panetti, L. Scarsi and G. Tomasini, *Nuovo Cim.* **11**, 330 (1954).
5. W. F. Fry, J. Schneps and M. S. Swami, *Phys. Rev.* **99**, 1561 (1955).
6. W. F. Fry and G. R. White, *Nuovo Cim.* **11**, 55i (1954).
7. S. O. Sørensen, *Meddel. 186, University Fys. Inst. Oslo.*
8. M. Baldo, G. Bliiboni, M. Ceccarelli, M. Grilli, B. Sechi, B. Vutale and G. T. Zorn, *Nuovo Cim.* **1**, 1180 (1955).
9. O. Castagnoli, G. Cortini and C. Franzinetti, *Nuovo Cim.* **2**, 550 (1955).
10. A. Debenedetti, C. M. Garelli, T. Tallone and M. Vigone, *Nuov. Cim.* **12**, 466 (1954).
11. W. F. Fry, J. Schneps and M. S. Swami, *Phys. Rev.* **101**, 1526 (1956).
12. O. Skjeggstad and S. O. Sørensen, *Nuovo Cim.* **3**, 652 (1956).
13. D. M. Haskin, T. Bowen, R. G. Glasser and M. Schein, *Phys. Rev.* **102**, 244 (1956).
14. J. Crussard, *The VI Rochester Conference*, mimeorg. rep., V-39.
15. J. Crussard, V. Fouchf, G. Kayas, L. Leprince-Ringuet, D. Morellet, F. Renard and J. Trembley, *Suppl. Nuovo Cim.* **4**, 616 (1956).
16. J. H. Davies, D. Evans, P. H. Fowler, P. R. Francois, M. W. Friedlander, R. Hiller, P. Iredale, D. Keefe, M. G. K. Menon, D. H. Rerkins and C. F. Powell, *Suppl. Nuovo Cim.* **4**, 628 (1956).
17. M. W. Friedlander, D. Keefe and M. G. K. Menon, *Nuovo Cim.* **2**, 263 (1955).
18. M. W. Friedlander, D. Keefe and M. G. K. Menon, *Nuovo Cim.* **1**, 482 (1955).
19. O. Hangerud and S. O. Sørensen, *Phys. Rev.* **99**, 1046 (1955).
20. J. Hornbostel and E. O. Salant, *Phys. Rev.* **102**, 502 (1956).
21. M. Schein, D. M. Haskin and D. Leenov, *Phys. Rev.* **100**, 1455 (1955).
22. E. Silverstein, W. Slater, R. Levi-Setti and V. L. Telegdi (preprint).
23. P. Rosselet, R. Weill and M. Gaillard, *Nuovo Cim.* **3**, 505 (1956).
24. O. Skjeggstad and S. O. Sørensen, *Phys. Rev.* **106**, 1280 (1957).
25. Б. П. Банник и С. А. Бунятов, *ЖЭТФ* **35**, 1307 (1958).
26. W. F. Fry, J. Schneps and M. S. Swami, *Phys. Rev.* **106**, 1067 (1957).
27. N. Seeman, M. Schapiro and B. Stiller, *Phys. Rev.* **100**, 1480 (1955).
28. A. G. Barkow and B. Chamany, *Phys. Rev.* **105**, 692 (1957).
29. F. C. Gilbert, C. E. Violet and R. S. White, *Phys. Rev.* **103**, 248 (1956).
30. P. H. Fowler and K. H. Hansen, *Nuovo Cim.* **4**, 158 (1956).
31. R. D. Hill, R. O. Salant, M. Widgoff, L. S. Osborne, A. Pevsner, D. M. Ritson, J. Grussard and W. D. Walner, *Phys. Rev.* **101**, 1127 (1956).
32. G. Alexander, J. P. Astbury, C. Ballario, R. Bizzauri, B. Brunelli, A. De Marco, A. Michelini, G. C. Monetti, E. Zavattini and A. Zichichi, *Nuovo Cim.* **2**, 365 (1955).
33. F. Brisbout, M. W. Friedlander and P. Iredale, *Nuovo Cim.* **4**, 948 (1956).
34. F. Brisbout and V. B. Hopper, *Austr. Journ. of Phys.* **1**, 352 (1954).
35. B. Waldeskog, *Ark. f. Fys.* **8**, 369 (1954).
36. B. Blau, *Phys. Rev.* **102**, 495 (1956).

37. W. F. Fry, Lectureheld ai Rome University (March, 1957).
38. W. H. Barkas, W. F. Dudziak, P. C. Giles, H. H. Heckman, F. W. Inman, C. J. Mason, N. A. Nickols and F. M. Smith, UCRL, 3627.
39. E. P. George, A. J. Herz, J. H. Noon and N. Solntseff, *Nuovo Cim.* 3, 44 (1956).
40. D. M. Haskin, T. Bowen, and M. Schein, *Phys. Rev.* 103, 1512 (1956).
41. W. F. Fry, J. Schneps and M. S. Swami, *Phys. Rev.* 97, 1189 (1955).
42. W. F. Fry, J. Schneps, G. A. Snow and M. S. Swami, *Phys. Rev.* 100, 1448 (1955).
43. W. F. Fry and M. S. Swami, *Phys. Rev.* 96, 809 (1954).
44. M. Baldo-Ceolin, W. F. Fry, W. D. B. Greening, H. Huzita and S. Limentani, *Nuovo Cim.* 6, 144 (1957).
45. M. Baldo-Ceolin, W. F. Fry, W. D. B. Greening, H. Huzita and S. Limentani, *Prog. Padova Confer.* (1958).
46. F. Anderson, G. Lawlor and Nevin, *Nuovo Cim.* 2, 605 (1955).
47. P. H. Bauret, *Phys. Rev.* 94, 1328 (1954).
48. P. Ciok, M. Danyasz and J. Gierula, *Nuovo Cim.* 11, 436 (1956).
49. J. Grassard, M. F. Kaplon, J. Klarman and J. K. Noon, *Phys. Rev.* 95, 584 (1954).
50. P. S. Freier, G. W. Anderson and J. E. Naugle, *Phys. Rev.* 94, 677 (1954).
51. K. Gottstein, *Suppl. Nuovo Cim.* 12, 309 (1954).
52. M. Landu, R. Levi-Setti, S. Scarsi and G. Tomasiki, *Suppl. Nuovo Cim.* 4, 621 (1956).
53. J. E. Naugle, E. P. Ney, P. S. Freier and W. B. Cheston, *Phys. Rev.* 96, 1383 (1954).
54. M. Schein, D. M. Kaskin and R. G. Glasser, *Nuovo Cim.* 3, 131 (1956).
55. C. F. Powell, *Nature* 173, 464 (1954).
56. H. Yagoda, *Phys. Rev.* 98, 153 (1955).
57. O. Skjeggsteg and S. O. Sörensen, *Phys. Rev.* 104, 511 (1956).
58. A. Solheim and S. O. Sörensen, *Phil. Mag.* 45, 1284 (1954).
59. A. G. Barkow and B. Ghamany, *Phys. Rev.* 105, 692 (1957).
60. X. П. Бабаан, Н. А. Марутян, К. А. Матевосян, *ЖЭТФ* 34, 231 (1958).
61. M. W. Friedlander, *Nuovo Cim.* 5, 283 (1957).
62. S. Limentani, P. E. Schlein, P. H. Steinberg and J. H. Roberts, *Nuovo Cim.* 9, 1046 (1958).
63. E. M. Henley, *Phys. Rev.* 106, 1083 (1957).
64. L. M. Brown and M. Peshkin, *Phys. Rev.* 107, 272 (1957).
65. R. Levi-Setti and W. E. Slater, *Phys. Rev.* 111, 1395 (1958).
66. W. F. Fry, J. Schneps, G. A. Snow, M. S. Swami, D. C. Wold, *Phys. Rev.* 107, 257 (1957).
67. G. L. Bacchella, A. Berthelot, A. Bonetti, O. Goussu, F. Levy, M. Rene, J. Sacton, L. Scarsi, G. Tagliaferri, *Nuovo Cim.* 8, 245 (1957).
68. J. Kornbostel and G. T. Zorn, *Phys. Rev.* 109, 165 (1958).
69. G. B. Chadwick, S. A. Durrani, P. B. Jones, J. W. G. Wignall, D. H. Wilkinson, *Phil. Mag.* 3, 1193 (1958).
70. Y. Eisenberg, W. Koch, E. Lohrmann, M. Nikolic, M. Schneberger, H. Winzeler, *Nuovo Cim.* 9, 715 (1958).
71. G. A. Snow, *Phys. Rev.* 110, 1192 (1958).
72. R. D. Hill, *Nuovo Cim.* 8, 459 (1958).
73. M. Baldo-Ceolin, C. Dilworth, W. F. Fry, W. D. B. Greening, H. Huzita, S. Limentani and A. E. Sichirollo, *Nuovo Cim.* 7, 328 (1958).
74. А. О. Вайсенберг, В. А. Смирницкий, *ЖЭТФ* 36, 333 (1959).
75. G. Breit, E. U. Condon, R. D. Present, *Phys. Rev.* 50, 825 (1936).
76. B. Cassen, E. U. Condon, *Phys. Rev.* 50, 846 (1936).
77. W. Heisenberg, *Zs. f. Phys.* 77, 1 (1932).
78. M. Gell-Mann, *Proceeding Pisa Conf.* (1955) (перевод, *ПСФ* 11 (1956)).
79. K. Nishijima, *Progr. Theor. Phys.* 12, 107 (1954).
80. B. D'Espagnat and J. Prentki, *Nucl. Phys.* 1, 38 (1956).
81. G. Racah, *Nucl. Phys.* 2, 173 (1956).
82. A. Salam, *Nucl. Phys.* 2, 173 (1956).
83. T. D. Lee and C. N. Yang, *Phys. Rev.* 109, 1711 (1958).
84. A. Pais and R. Serber, *Phys. Rev.* 99, 1551 (1955).
85. E. Fermi, R. Feynman (не опубликовано).
86. R. Arnowitz and S. Deser, *Phys. Rev.* 92, 1061 (1953).

87. И. И. Гуревич, ДАН 105, 69 (1955).
88. И. Ю. Кобзарев и Л. Б. Окунь, ЖЭТФ 30, 708 (1956).
89. H. Primakoff and W. B. Cheston, Phys. Rev. 92, 1537 (1953).
90. M. Ruderman and R. Karplus, Phys. Rev. 102, 247 (1956).
91. K. Nishijima, Progr. Theor. Phys. 14, 527 (1955).
92. Д. Д. Иваненко и Н. Н. Колесников, ЖЭТФ 30, 800 (1956).
93. R. Gatto, Nuovo Cim. 2, 373 (1955).
94. R. Gatto, Nuovo Cim. 1, 372 (1955).
95. R. Gatto, Nuovo Cim. 3, 499 (1956).
96. R. Dalitz, Phys. Rev. 99, 1475 (1955).
97. R. Dalitz and B. Downs, Phys. Rev. 110, 952 (1958).
98. R. Dalitz and B. Downs, Phys. Rev. 111, 967 (1958).
99. R. Dalitz, Proceeding Roch. Conf. (1956).
100. R. Dalitz, Lecture given at Iowa University (March., 1957).
101. G. F. Chew, Phys. Rev. 95, 1669 (1954).
102. M. M. Levy, Phys. Rev. 88, 725 (1952).
103. A. Klein, Phys. Rev. 90, 1101 (1953).
104. T. Hamada and M. Sugawara, Prog. Theor. Phys. 9, 555 (1953).
105. S. D. Drell, K. Huang, Phys. Rev. 91, 1527 (1953).
106. K. A. Brueckner, K. M. Watson, Phys. Rev. 92, 1023 (1953).
107. S. Gartenhaus, Phys. Rev. 100, 900 (1955).
108. G. Wentzel, Phys. Rev. 101, 835 (1956).
109. В. И. Огневский, ЖЭТФ 33, 546 (1957).
110. D. Lichtenberg and M. Ross, Phys. Rev. 103, 1131 (1956).
111. D. Lichtenberg and M. Ross, Phys. Rev. 107, 1714 (1957).
112. D. Lichtenberg and M. Ross, Phys. Rev. 109, 2163 (1958).
113. N. Dallaporta and F. Ferrari, Nuovo Cim. 5, 11 (1957).
114. F. Ferrari and L. Fonda, Nuovo Cim. 9, 842 (1958).
115. В. А. Филимонов, Изв. АН СССР, сер. физич. 22, 1009 (1958).
116. В. А. Люлька и В. А. Филимонов, ЖЭТФ 35, 1026 (1958).
117. M. Gell-Mann, Phys. Rev. 106, 1298 (1957).
118. C. Ceolin and L. Taffara, Nuovo Cim. 5, 435 (1957).
119. F. Ferrari and L. Fonda, Nuovo Cim. 6, 1027 (1957).
120. R. Marschak and P. Signell, Phys. Rev. 109, 1229 (1958).
121. Chou Kuang-Chao and M. I. Shirokov, Nucl. Phys. 6, 10 (1958).
122. Чжоу Гуан-Чжао и М. И. Широков, ЖЭТФ 33, 1072 (1957).
123. Н. Снеддон, Преобразования Фурье, ИЛ, 1955.
124. H. Primakoff, Nuovo Cim. 3, 1394 (1956).
125. Y. Pao-Kwon, J. Oba, T. Coto, Nuovo Cim. 6, 932 (1957).
126. D. Lichtenberg and M. Ross, Phys. Rev. 110, 737 (1958).
127. R. Spitzer, Phys. Rev. 110, 1190 (1958).
128. H. Weitzner, Phys. Rev. 110, 593 (1958).
129. F. Ferrari and L. Fonda, Nuovo Cim. 7, 322 (1958).
130. D. Lichtenberg, Nuovo Cim. 8, 463 (1958).
131. J. Schwinger, Лекции, читанные в Парижском университете, 1958.
132. A. Salam and I. C. Polkinghorne, Nuovo Cim. 2, 685 (1955).
133. Д. Д. Иваненко, Г. А. Соколик, Nuovo Cim. 5, 226 (1957).
134. Л. Окунь, УФН 61, 535 (1957).
135. G. Franzinetti and G. Morgurgo, Suppl. Nuovo Cim. 6, No 2 (1957).
136. R. Dalitz, Rep. Progr. Phys. 20, 163 (1957).