

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННОЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИЯ *)

Я. Б. Зельдович

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

В статье дан обзор состояния наших знаний об элементарных частицах и теории гравитации. Она рассчитана на читателя, не специализирующегося по теории частиц, и дает лишь общий обзор. Может быть, за счет упрощенного изложения и отсутствия математического аппарата, предлагаемая статья будет интересна и широкому кругу физиков, а не только астрофизикам, для которых был подготовлен доклад.

Читатель, желающий научиться самостоятельно считать в области элементарных частиц, должен воспользоваться более трудными статьями Л. Б. Окуня¹ и В. Б. Берестецкого². Тот, кому предлагаемая статья покажется слишком специальной и трудной, может обратиться к обзору Салама³, в котором хорошо воспроизведена сама атмосфера исследования. Наконец, упомянем еще два обзора: книгу Фейнмана⁴ и статью Сакураи⁵.

В выборе материала неизбежно проявились интересы автора; в частности, в статье почти не отражено бурное развитие идей в теории сильного взаимодействия, связанное с именами Ландау, Померанчука, Грибова, Гелл-Манна, Мандельштама, Чу: это новое направление, несомненно, требует отдельного рассмотрения.

§ 2. ТОЧНЫЕ ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЧАСТИЦ

Число известных элементарных частиц уже 3—5 лет назад превысило 33. Среди этих частиц наряду со стабильными есть и спонтанно распадающиеся частицы с временами жизни от 10 мин до 10^{-19} сек. В последнее время открыт ряд короткоживущих частиц (или состояний) с временами жизни порядка 10^{-21} — 10^{-23} сек. В этой области не ясна сама терминология: следует ли эти частицы называть элементарными частицами, где критерий элементарности? В последнее время эта неясность распространилась и на классические частицы: элементарны ли нейтрон и протон? (коротко об этом см. § 14).

Уже из эстетических соображений, играющих важную роль в развитии теоретической физики (по существу под «красотой» теории подразумевается выявление единства природы), возникает потребность в формулировке какого-то небольшого числа основных законов для взаимных превращений частиц.

*) Статья является переработкой вводной лекции, прочитанной в летней астрофизической школе в Тарту.

¹ УФН, т. LXXVIII, вып. 4

Число этих законов должно быть существенно меньше указанного выше большого числа частиц, к которым относятся эти законы. Начнем именно с изложения законов, а не с таблицы частиц *).

1. **Закон сохранения электрического заряда.** Этот закон формулируется уже в классической физике как соотношение между плотностью заряда и током. На атомистическом языке долгое время (со времен Лоренца) закон сохранения заряда формулировался как следствие неразрушимости электронов и протонов — единственных известных тогда носителей заряда.

В настоящее время известно большое число различных типов взаимно превращающихся частиц. Закон сохранения электрического заряда справедлив для любого элементарного акта превращения.

Уверенность в сохранении электрического заряда укрепляется сообщениями о том, что его несохранение разрушило бы стройность максвелловской теории электромагнетизма.

2. **Закон сохранения ядерного заряда** (барионного числа). Частицам можно приписать барионное число, равное 1 для нуклонов (протона и нейтрона) и гиперонов (Λ , Σ , Ξ), равное 0 для мезонов (π , K) и лептонов (μ , e , ν). Опыт показывает, что во всех изученных процессах барионное число сохраняется, т. е. сумма барионных чисел до и после процесса одинакова.

Можно ли экстраполировать результат опыта на неисследованную область энергий, нельзя ли там ожидать несохранения?

На помощь приходит квантовая механика с идеями подбарьерного перехода и принципа неопределенности энергии: если бы ядерный заряд не сохранялся при каких-то сверхбольших энергиях, то с малой вероятностью, подбарьерно, он не сохранялся бы и в обычных ядрах! Стабильность ядер косвенно доказывает универсальность закона сохранения ядерного заряда.

Сохранение барионного заряда имеет решающее значение для общего баланса энергии Вселенной и звезд. При ядерных превращениях в звездах происходит превращение водорода в гелий, углерод, кислород, железо. При этом выделяющаяся энергия равна квадрату скорости света, умноженному на дефект массы, т. е. на разность атомного веса водорода $A = 1,008$ и отношения атомного веса образующихся ядер (точнее, атомов) (He, C, O, Fe) к числу нуклонов в ядре:

$$\frac{4,0039}{4} = 1,000975 \text{ для He}_4,$$

$$\frac{16,000}{16} = 1,000 \text{ для O}_{16},$$

$$\frac{55,9568}{56} = 0,999228 \text{ для Fe}_{56}.$$

Таким образом, выделяющаяся энергия меньше 1% Mc^2 . Невозможность полной аннигиляции обычного вещества (водорода, железа и т. п.) с выделением 100% Mc^2 зависит именно от сохранения ядерного заряда. Поэтому столь важна уверенность в том, что этот закон не нарушается и в самых необычных условиях, в частности в звездах.

3. **Сохранение лептонного заряда.** Как известно, при β -распаде одновременно с электроном рождается антинейтрино $\bar{\nu}$, $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$. Предыдущие два закона не запрещают процесса, в котором

*) Таблица частиц приводится ниже, на стр. 571 (§ 16); таблица короткоживущих частиц — на стр. 568 (§ 14).

бы $2p \rightarrow 2n + 2e^+$, однако он не наблюдается, так же как не наблюдается аналогичный процесс $K^+ \rightarrow \pi^- + 2e^+$. Поэтому естественно предположить, что есть еще один закон сохранения, причем e^- , μ^- , ν приписывается $l = +1$, e^+ , μ^+ , $\bar{\nu}$ соответственно $l = -1$ и остальным частицам $l = 0$ (Зельдович ⁴, Конопинский и Махмуд ⁵, Маркс ⁶). При этом распад $\mu \rightarrow e$ идет по схеме $\mu \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$. Таким образом, сохранение l -заряда не запрещает $\mu^- \rightarrow e^-$ (с отдачей части импульса и энергии ядру, возле которого находится μ^- , или с испусканием γ -кванта).

Так как $\mu^- \rightarrow e^-$ не идет на опыте (так же как не идет процесс $\mu^- = 2e^- + e^+$ ⁷⁷), возникло предположение (Понтекорво ⁷, Ли и Янг ⁸, Липманов ⁹)*), что в действительности есть два l -закона, два l -числа и соответственно по два сорта ν и $\bar{\nu}$. При этом одно число — электронный лептонный заряд l_e , $l_e = +1$ для e^- , ν_e ; $l_e = -1$ для e^+ , $\bar{\nu}_e$ и $l_e = 0$ для остальных частиц, в том числе μ^\pm , ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$, и второе число — мюонный лептонный заряд $l_\mu = +1$ для μ^- , ν_μ ; $l_\mu = -1$ для μ^+ , $\bar{\nu}_\mu$ и $l_\mu = 0$ для остальных частиц.

Тогда в реакциях с рождением ν и $\bar{\nu}$ необходимо детализировать, какое именно ν (т. е. ν_μ или ν_e) рождается. Так, например, $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$ и невозможно $\mu^- \rightarrow e^-$. Далее

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad (1)$$

$$\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow n + \mu^+, \quad (2)$$

но невозможно

$$\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow n + e^+. \quad (3)$$

На конференции по физике высоких энергий в Женеве (июль 1962 г.) была доложена работа группы американских авторов. По их сообщению наблюдается 50 случаев, когда нейтрино от реакции (1) вызывал в камере реакцию (2); при этом ни в одном случае не наблюдалась реакция (3).

Если бы не было двух законов сохранения с l_e и l_μ , то энергетически реакция (3) легче, и должно было бы наблюдаться большее число актов (3), чем актов (2). Таким образом, дано доказательство существования двух разных типов нейтрино (см. опубликованную работу ⁷⁸).

Подробный обзор экспериментальных работ предшествующего периода по исследованию нейтрино был недавно помещен в УФН ¹⁰.

§ 3. АНТИЧАСТИЦЫ

При формулировке законов сохранения упоминались пары частиц с противоположными зарядами. Этот экспериментальный факт возводится в принцип современной физики.

Все законы инвариантны относительно зарядового сопряжения, т. е. одновременного изменения знака всех зарядов. Отсюда следует, что каждой частице с данным набором 4 чисел, т. е. с данными электрическим (Z), ядерным (n) и лептонными l_e и l_μ зарядами, соответствует другая частица, у которой все эти 4 числа изменили знак. Массы этих двух частиц, моменты, их времена жизни (для нестабильных) и т. п. строго одинаковы.

Подчеркнем, что только о д н о в р е м е н н о е изменение знака 4 чисел приводит к античастице; приведем пример, где это условие не

*) См. также подробный перечень литературы в экспериментальной работе ⁷⁸. Особая заслуга Б. М. Понтекорво ¹⁷ заключается в том, что он указал способ экспериментального выяснения вопроса.

выполняется:

$$\begin{aligned}\Sigma^+ & \text{ имеет } Z=1, n=1, l_e=l_\mu=0; \\ \Sigma^- & \text{ имеет } Z=-1, n=1, l_e=l_\mu=0; \\ M(\Sigma^+) &= 1189,4 \text{ Мэв}, \quad M(\Sigma^-) = 1196 \text{ Мэв}, \\ t(\Sigma^+) &= 0,8 \cdot 10^{-10} \text{ сек}, \quad t(\Sigma^-) = 1,7 \cdot 10^{-10} \text{ сек},\end{aligned}$$

и поэтому Σ^+ и Σ^- не есть пара «частица-античастица». Античастицей Σ^+ является $\tilde{\Sigma}^+$ с $Z=-1, n=-1, l_e=l_\mu=0$.

При этом электрический заряд $\tilde{\Sigma}^+$ такой же, как Σ^- , но

$$m(\tilde{\Sigma}^+) = 1189,4 \equiv m(\Sigma^+) \neq m(\Sigma^-).$$

Главное отличие $\tilde{\Sigma}^+$ от Σ^- проявляется в их поведении при взаимодействии с обычным веществом: система $\tilde{\Sigma}^+ + p$ имеет барионный заряд 0 и поэтому может превратиться в мезоны, а система $\Sigma^- + p$ имеет барионный заряд 2 и поэтому может превратиться только в нейтрон + протон + мезоны; число и энергия мезонов во втором случае в 10 раз меньше, чем в первом. Большое выделение энергии при взаимодействии с обычным веществом, состоящим из барионов, есть общее свойство антибарионов.

Частицы, у которых все 4 числа равны нулю, переходят при зарядовом сопряжении сами в себя, т. е. не обязаны иметь античастиц.

Примерами такого рода являются кванты света (электромагнитного поля), π^0 -мезоны, гравитоны. Число таких частиц в процессах может меняться без изменения числа и сорта других частиц; примером является испускание квантов света возбужденным атомом или ядром. Для пары, состоящей из частицы и античастицы, сумма зарядов равна нулю. Поэтому такие пары всегда могут исчезнуть, превращаясь в π^0 , кванты или просто меняя энергию (температуру) среды.

Исторически принцип зарядового сопряжения возник еще в теории релятивистских электронов Дирака, где существенны были понятия об уровнях с отрицательной энергией, заполненных частицами, подчиняющимися принципу Паули. Однако этот взгляд безнадежно устарел, среди пар частица-античастица есть и такие, которые не подчиняются принципу Паули, например, бозоны *) π^+ и π^- . Поэтому старые представления о фоне и дырках должны быть оставлены. Более подробно вопрос об античастицах и зарядовом сопряжении см. в обзоре ¹¹.

§ 4. КЛАССИФИКАЦИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ. СТРАННОСТЬ

Опыт показывает, что среди процессов, разрешенных законами сохранения, можно выделить процессы, идущие по сильному взаимодействию, для которого характерно при столкновениях сечение порядка геометрического, а при распадах — ширина порядка массы частиц (связь ширины и вероятности распада см. § 14).

Эти процессы идут лишь в группе, состоящей из барионов, π - и K -мезонов. Однако не все мыслимые процессы в этой группе идут таким образом: можно ввести еще одно число — странность S , которое сохраняется в сильных взаимодействиях.

Процессы, в которых выполнены законы § 3, но S меняется, $\Delta S = \pm 1$, идут, грубо говоря, с вероятностью, меньшей в 10^{10} — 10^{12} раз. Вероятность процессов с $\Delta S = \pm 2$, по-видимому, еще во столько же раз меньше.

*) Бозоны — это частицы, подчиняющиеся статистике Бозе. Классический пример бозонов — кванты света. Для них не имеет места принцип Паули: световая волна большой амплитуды представляет собой совокупность многих квантов света, находящихся в одном и том же состоянии.

Выпишем классификацию (тильда сверху — знак античастицы):

$$\begin{aligned} S=0: & p, n, \tilde{p}, \tilde{n}, \pi^+, \pi^-, \pi^0; \\ S=-1: & \Lambda, \Sigma^+, \Sigma^-, \Sigma^0, K^-, \tilde{K}^0; \\ S=-2: & \Xi^-, \Xi^0; \\ S=+1: & \tilde{\Lambda}, \tilde{\Sigma}^+, \tilde{\Sigma}^-, \tilde{\Sigma}^0, K^+, K^0; \\ S=+2: & \tilde{\Xi}^-, \tilde{\Xi}^0. \end{aligned}$$

Поэтому, например, разрешен по S (идет по сильному взаимодействию) процесс $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$, но запрещен по S и практически не идет при столкновениях процесс $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + \pi^0$. Запрещен по S распад $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$, поэтому время жизни Λ порядка 10^{-10} сек соответствует ширине $\hbar/\tau \sim 10^{-5}$ эв $\sim 10^{-13}$ мкс². По масштабам времени частиц, 10^{-10} сек есть чрезвычайно большое время. Ξ^- -гиперон с $S = -2$ распадается на $\Lambda + \pi^-$, причем $\Delta S = 1$, а уже потом Λ распадается на $p + \pi^-$: присходит «каскад» распадов. Ξ называют «каскадный гиперон», прямой распад $\Xi^- = p + 2\pi^-$ с $\Delta S = +2$ не наблюдается.

Итак, первый класс взаимодействия — это сильное взаимодействие тяжелых частиц, удовлетворяющее условию сохранения странности $\Delta S = 0$. Второй класс взаимодействия — слабое взаимодействие. Типичный процесс вовлекает 4 частицы со спином $\frac{1}{2}$ (4 фермиона) в распад $A \rightarrow B + C + D$ или реакцию (в частности, рассеяние) $A + B \rightarrow C + D$, например $n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}$ или $\tilde{\nu} + p \rightarrow n + e^+$ (оба процесса наблюдаются в последние 10 лет, см.¹⁰). Характеристикой силы взаимодействия является выражение плотности энергии взаимодействия *)

$$\Delta H \left(\frac{\text{эрг}}{\text{см}^3} \right) = g \Psi_A \Psi_B \Psi_C \Psi_D.$$

Так как $\Psi^2 = \rho$ есть плотность частиц (см⁻³), размерность произведения 4-х функций Ψ есть см⁻⁶, а размерность $g = \text{эрг} \cdot \text{см}^3$.

Применяя масштаб энергии Mc^2 и масштаб длины $1/Mc$, где M — масса нуклона, найдем, используя экспериментальное g ,

$$g \sim 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3 \sim 10^{-5} Mc^2 \left(\frac{\hbar}{Mc} \right)^3 = 10^{-5} \frac{\hbar^3}{M^2 c}.$$

Число 10^{-5} и является безразмерной характеристикой слабости взаимодействия.

Взаимодействия типа $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ можно свести к 4-фермионному типу, полагая, что они идут в две стадии, одна из которых — по сильному взаимодействию $\pi^+ \rightarrow p + \tilde{n} \rightarrow \mu^+ + \nu$.

Тогда оказывается, что одна и та же универсальная константа g удовлетворительно описывает как процессы с нейтрино, так и те процессы с сильновзаимодействующими частицами, в которых $\Delta S = 1$; например, $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$. Описание этого процесса по 4-фермионному механизму **):

$$\Lambda \rightarrow p + \tilde{p} + n \begin{cases} \nearrow p + \pi^-, \\ \searrow n + \pi^0. \end{cases}$$

*) Из четырех волновых функций часть входит со знаком комплексного сопряжения (функции, соответствующие частицам, р о ж д а ю щ и м с я в процессе). Для дальнейшего это несущественно.

**) В промежуточных состояниях частицы могут иметь энергию и импульс, не удовлетворяющие соотношению $E - c^2 p^2 = (Mc^2)^2$, относящемуся к свободно движущимся частицам; выражаясь вульгарно, в промежуточных состояниях, длящихся малое время, энергия неопределенна, не сохраняется, хотя она и в точности одинакова для левой и правой частей, т. е. для начального и конечного состояний.

Вместо того, чтобы говорить о равенстве константы взаимодействия, можно более грубо сформулировать следующее правило, относящееся к распадам частиц. Вероятность распада частицы за счет слабого взаимодействия, с переходом в одно квантовое состояние продуктов распада, по порядку величины одинакова для всех слабых взаимодействий; различие периодов распада, например нейтрона (10 мин) и мю-мезона ($2 \cdot 10^{-6} \text{ сек}$), определяется различием в энергии распада; чем больше энергия, тем больше число отдельных состояний («фазовый объем») продуктов распада.

Слабое взаимодействие представляет собой весьма обширный единый класс. Ниже, в § 15 будет изложена возможность описания слабого взаимодействия с помощью особого заряженного поля X^{\pm} -мезонов.

§ 5. МОДЕЛЬ ТРЕХ ЧАСТИЦ

Правило $\Delta S = 0$ в сильном взаимодействии и два точных закона сохранения сильновзаимодействующих частиц могут быть наглядно истолкованы в такой модели: существуют 3 сорта фундаментальных частиц, все элементарные частицы построены из этих фундаментальных (и их античастиц), как молекулы из атомов. Пример: фундаментальные p , n , Λ , а другие частицы, например π^+ , \tilde{K}^0 , Σ^+ , Ξ^- , построены из них следующим способом:

$$\pi^+ = (p, \tilde{n}), \quad \tilde{K}^0 = (\Lambda, \tilde{n}), \quad \Sigma^+ = (p, \Lambda, \tilde{n}), \quad \Xi^- = (\Lambda, \Lambda, \tilde{p}).$$

Эта схема была предложена в 1948 г. Ферми и Янгом ¹² (США) на базе p и n , а затем после открытия странных частиц и включения Λ развит японцем Саката ¹³; близкие идеи выдвигал М. А. Марков ¹⁴; важный вклад в развитие схемы Сакаты и сравнение ее с опытом принадлежит Л. Б. Окуню ^{1, 15}.

В этой схеме «странность» S системы есть не что иное, как взятое с обратным знаком число Λ -частиц, входящих в состав системы, например $S = -2$ для Ξ^- в соответствии с приведенным выше выражением. Античастицы засчитываются со знаком минус, так что странность K^+ , представляющего собой $(p, \tilde{\Lambda})$, равна $S = +1$.

Сохранение странности в сильных взаимодействиях означает просто, что сохраняются Λ -частицы, сохраняется их число, взятое алгебраически (со знаком минус для Λ и плюс для $\tilde{\Lambda}$).

Электрический заряд есть число протонов, и сохранение заряда в схеме есть просто сохранение протонов.

Барионное число есть сумма чисел Λ , p , n . Поэтому сохранение числа нейтронов n наряду с сохранением Λ и p обеспечивает и сохранение барионного числа.

Дополнительное предположение о полной аналогии всех свойств p и n (в отличие от Λ) приводит к понятию изотопической инвариантности; следствием этого предположения является наблюдаемая на опыте одинаковость свойств трех пи-мезонов π^+ , π^- , π^0 , одинаковость свойств трех Σ -частиц, двух Ξ -частиц. Другими словами, частицы делятся на группы — так называемые изотопические мультиплеты.

Одинаковость свойств касается массы частиц (см. табл. II в § 16) и их свойств в сильном взаимодействии.

Нас не должно смущать различие времени распада частиц одного мультиплета, так как распад зависит от слабого и электромагнитного взаимодействий. Ясно, что p и n подобны только в отношении ядерных сил, но отнюдь не в отношении электромагнитных свойств (а также не в отношении слабого взаимодействия). Электромагнитное взаимодействие создает и малую разность масс частиц в одном мультиплете.

Схема Ферми — Янга — Сакаты — Окуня позволяет наглядно понять сохранение странности. Она позволила, например, предсказать¹⁶ распад по реакции $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$, недавно обнаруженный¹⁷ в Дубне. Этот распад запишем как $(P\bar{N}) \rightarrow (N\bar{N}) + e^+ + \nu$. Отсюда видно, что процесс можно рассматривать как β -распад связанного протона, т. е. как разновидность β -распада ядер. На конференции в Женеве наряду с опытами Прокопшина и его сотрудников были доложены также работы, выполненные в ЦЕРНе*), подтверждающие теоретическое значение вероятности распада. В области слабых взаимодействий схема Саката — Окуня дает большое число предсказаний, подтверждаемых опытом (о ее трудностях см. ниже, стр. 566, конец § 13).

Вместе с тем, так как не существует количественной теории, которая бы описывала соединение фундаментальных частиц («фундаментонов» p, n, Λ) в наблюдаемые элементарные, предсказание масс частиц, предсказание того, какие «соединения» будут существовать, остается за пределами теории, черпается из опыта. Сам выбор трех фундаментонов неоднозначен — можно, например, всё склеить из Ξ^-, Ξ^0, Λ и их античастиц, см.¹⁸ Лишь само число три, равное числу законов сохранения (электрический, ядерный, странность), установлено твердо.

Законы сохранения при этом формулируются как принцип того, что частицы рождаются или уничтожаются лишь в виде пар «частица + соответствующая античастица».

Заметим, наконец, что в концепции трех частиц фундаментальными являются лишь фермионы со спином $\frac{1}{2}$. Мезоны π и K со спином 0, являющиеся бозонами, объявляются составными частицами. Концепция трех частиц относится только к сильному взаимодействию. В процессах, идущих по слабому взаимодействию, возможно превращение одного типа фундаментальных частиц в другой ($\Lambda \rightarrow n$). Кванты и лептоны вообще не рассматриваются в теории Сакаты — Окуня. Это мудрое самоограничение сильновзаимодействующими частицами отличает теорию трех частиц от множества бесплодных и ни на чем не основанных попыток описать кванты как пары нейтрино-антинейтрино и т. п.

§ 6. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Школьное представление об электромагнитном поле как об источнике сил, действующей на заряды, возводится в принцип. Он называется принципом «минимального», или «наиболее экономного», электромагнитного взаимодействия и заключается в том, что электромагнитное поле влияет лишь на движение частиц, но не вызывает превращения одних частиц в другие.

Здесь следует сделать только одну оговорку: рождение пары частица + античастица (или уничтожение такой пары) в современной теории везде приравнивается к изменению движения одной частицы, трактуется наравне с переходом одной частицы из одного состояния в другое. Поэтому прямое рождение пар электромагнитным полем не возбраняется, когда речь идет о законной паре e^+e^- или $p\bar{p}$, но недопустимо для смешанных пар $e^+\mu^-$ или $n\bar{\Lambda}$.

Есть случаи, когда превращение частиц в действительности сопровождается испусканием γ -квантов. Например, $\Sigma^0 = \Lambda^0 + \gamma$, или $\pi^0 = 2\gamma$, или не наблюдаемый, хотя и возможный, процесс $\Lambda^0 = n + \gamma$. В этих случаях

*) Европейский Центр ядерных исследований, Женева. В выполнении этой работы также участвовали сотрудники Объединенного Института ядерных исследований (см. 79).

мы предполагаем, что превращение есть результат совместной работы сильного или слабого взаимодействия с электромагнитным.

Так, в приведенных примерах можно представить себе цепочки

$$\Sigma^0 = \Lambda^0 + \pi^- + \pi^+ = \Lambda^0 + \pi^- + \pi^{*'} + \gamma = \Lambda^0 + \gamma.$$

Здесь первый шаг идет по сильному взаимодействию. Второй шаг заключается только в изменении движения π^+ -мезона (что показано штрихом) за счет электромагнитного взаимодействия; третий шаг — снова сильное взаимодействие.

Распад π^0 был предсказан Оппенгеймером по цепочке

$$\pi^0 = p + \tilde{p} = p' + \gamma_1 + \tilde{p} = \gamma_1 + \gamma_2.$$

Снова первый шаг есть сильное взаимодействие, второй (изменение движения протона) и третий (аннигиляция пары протон-антипротон) — электромагнитное взаимодействие. Аналогично запишем

$$\Lambda^0 = p + \pi^- = p + \pi^{-'} + \gamma = n + \gamma.$$

Первый шаг — слабое, второй — электромагнитное, третий — сильное взаимодействия.

Математически принцип минимального взаимодействия проводится так: в уравнениях движения импульс p заменяется на $p - \frac{e}{c} A$, где A — вектор-потенциал электромагнитного поля. Иначе это можно сформулировать так: энергия взаимодействия частиц с полем дается выражением — Aj , скалярным произведением вектор-потенциала электромагнитного поля и вектора электрического тока. Оба вектора — четырехмерные, так что это выражение включает в себя произведение четвертых компонент $A_4 j_4$, т. е. электростатического потенциала ϕ и плотности заряда ρ , т. е. электростатическую энергию.

В квантовой механике вектор тока j дается выражением

$$j = e[(\Psi_1^*, \Psi_1) + (\Psi_2^*, \Psi_2) + \dots],$$

где Ψ_1, Ψ_2, \dots — волновые функции положительно заряженных частиц (протона, позитрона и т. д.). В каждую круглую скобку входят функции одной и той же частицы (а также ее античастицы), Ψ_1 и Ψ_2 не перепутаны. Это выражает тот факт, что электромагнитное взаимодействие вызывает лишь изменение движения, но не превращение частиц.

На опыте наблюдается взаимодействие поля с нейтральными частицами: примером является магнитный момент нейтрона. Как отметил В. В. Владимирский¹⁹, можно даже создать такую конфигурацию магнитного поля, при которой медленные нейтроны окажутся в ловушке, не смогут выйти за пределы определенной области!

С точки зрения принципа минимального взаимодействия, на нейтральные частицы поле влияет лишь за счет включения сильного или слабого взаимодействия, например для нейтрона по схеме

$$n = p + \pi^- = p + \pi^{-'} + \gamma = n' + \gamma.$$

Здесь можно только упомянуть, что слабое взаимодействие в принципе может дать новый тип электромагнитных свойств частицы²⁰⁻²²; за счет слабого взаимодействия даже нейтрино приобретает некие электромагнитные свойства²³. Однако эффекты слабого взаимодействия чересчур малы и лежат далеко за пределами экспериментальной обнаружимости*).

*) Дискуссию по вопросу о возможности дипольного момента нестабильных частиц за счет слабого взаимодействия см. в работах^{21, 20, 21}.

§ 7. СОХРАНЕНИЕ ЗАРЯДА И ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Электромагнитное взаимодействие можно очень стройным способом связать с сохранением электрического заряда.

Будем волновую функцию, описывающую рождение частицы с зарядом Z , умножать на $e^{i\alpha Z}$, где α — вещественное число. Сопряженная ей функция, описывающая уничтожение такой частицы, тогда умножится на $e^{-i\alpha Z}$.

Выражение, состоящее из нескольких функций, не будет зависеть от α в том случае, если суммы зарядов рожденных и уничтоженных частиц равны, т. е. если это выражение описывает процесс, разрешенный по сохранению заряда.

Здесь заряд Z_k выступает как целое число ($+1, 0$ или -1), приписанное k -й частице; умножение Ψ_k на $e^{i\alpha Z_k}$ — это нехитрый способ пересчитать заряды всех частиц в рассматриваемом процессе.

Существенный шаг заключается в том, что идея независимости от α обобщается на $\alpha = \alpha(x)$. Так как в теорию входят производные Ψ -функции, появляются члены вида

$$\frac{\partial}{\partial x} \Psi \rightarrow \frac{\partial}{\partial x} \Psi e^{i\alpha Z} \rightarrow e^{i\alpha Z} \frac{\partial \Psi}{\partial x} + e^{i\alpha Z} \Psi i Z \frac{\partial \alpha}{\partial x}.$$

Так как в квантовой теории производные по координате играют роль импульса, это значит, что при умножении на $e^{i\alpha Z}$ вместо оператора импульса p появится комбинация

$$p + Z \text{grad } \alpha.$$

Для того чтобы скомпенсировать добавочный член, нужно, чтобы существовал потенциал A . Везде речь идет о 4-мерных векторах и градиентах, p — 4-вектор импульса, 4-я компонента которого есть энергия, x объединяет 3 пространственные координаты и время.

Теория, в которой с самого начала повсюду вместо p входит

$$p - eZA,$$

инвариантна относительно умножения Ψ на $e^{iZ\alpha(x)}$ при условии, что одновременно производится преобразование

$$eA' = eA + \text{grad } \alpha.$$

Но теория, в которую входит $p - eZA$, — это и есть теория движения частицы с зарядом Z в электромагнитном поле с 4-потенциалом A . В такой теории член eZA , действующий на частицы наравне с оператором импульса, описывает действие поля на частицы. Важнейший момент заключается в том, что это взаимодействие строго пропорционально константе Z — заряду, т. е. числу, входящему в закон сохранения.

Закон сохранения формулировался сперва чисто арифметически, как подсчет неких чисел до и после реакции, т. е. подсчет, для которого, как правило, хватало пальцев одной руки. Теперь мы сумели модифицировать теорию так, что числа играют роль зарядов в смысле взаимодействия с полем.

В теории должны быть еще заданы свойства (лагранжиан) свободного электрического поля. Условие инвариантности относительно замены

$$eA \rightarrow eA + \text{grad } \alpha$$

накладывает требование, чтобы физически наблюдаемыми были не потенциалы A , а поля

$$F_{\mu\nu} = \frac{\partial A_\nu}{\partial x^\mu} - \frac{\partial A_\mu}{\partial x^\nu};$$

тогда, очевидно, замена A_μ на $A_\mu - \frac{\partial \alpha}{\partial x^\mu}$ тождественно не изменит поля $F_{\mu\nu}$. Отсутствие самого A в лагранжиане свободного поля означает, что электромагнитное поле имеет квант с массой, равной нулю.

Итак, расширенное требование инвариантности относительно $\Psi \rightarrow e^{iZ\alpha}\Psi$ с $\alpha = \alpha(x, t)$ приводит к концепции электромагнитного поля со всеми его свойствами, законом Кулона, сохранением заряда, равенством нулю массы кванта и т. д.*).

§ 8. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ БАРИОНОВ

Естественно возникает вопрос, есть ли поля, соответствующие другим законам сохранения для частиц — ядерному заряду (Янг и Ли²⁵), лептонным числам l_e, l_μ .

По аналогии ясно, что такое поле приведет к взаимодействию типа закона Кулона. Наряду со всемирным притяжением, пропорциональным $m_1 m_2 / r_{12}^2$, возникает отталкивание, пропорциональное $N_1 N_2 / r_{12}^2$, где N_1 и N_2 — числа нуклонов в двух телах с массами m_1 и m_2 . Но опыты Этвеша, повторенные в 1961 г. Дике²⁶, указывают на отсутствие каких-либо поправок к закону Ньютона. Между тем, для разных тел m не строго пропорционально N из-за разного дефекта массы. Точность опытов значительно больше отклонений m/N от постоянной. Таким образом, эксперимент опровергает взаимодействие вида $N_1 N_2 / r_{12}^2$, или, точнее, ограничивает взаимодействие нуклонов с гипотетическим полем величиной в 10^{15} раз меньшей, чем электромагнитный заряд e^{**}).

Выдвигалось предположение (Кобзарев и Окунь^{27 ***}), что гипотетическое поле отличается от электромагнитного наличием массы покоя квантов этого поля, т. н. вектонов. В таком случае исчезает трудность, связанная с дальнодействием нуклонов: получится закон

$$\frac{N_1 N_2}{r^2} e^{-\frac{\mu r}{\hbar}},$$

где μ — масса вектона; исчезнет взаимодействие на макроскопическом расстоянии, которое могло бы быть обнаружено опытами типа опытов Этвеша. С другой стороны, теряется инвариантность теории относительно замены

$$\Psi \rightarrow \Psi e^{ina(x, t)},$$

которая связывала теорию поля с сохранением частиц, остается только аналогия с такой теорией.

Почему же все-таки привлекательна теория вектонов, тяжелых и сильно взаимодействующих с барионами? Эта теория как раз дополняет схему трех частиц. В самом деле, вектоны на близких расстояниях, $r < 1/\mu c$, работают качественно как электромагнитное поле, т. е. дают притяжение разноименных частиц и отталкивание одноименных частиц.

Притяжение барионов и антибарионов как раз и нужно в схеме трех частиц, чтобы слепить мезоны: например, если $\pi^+ = p + \bar{n}$, то предполагается, что протон и антинейтрон притягиваются с огромной силой. Ее мерой является энергия связи, т. е. дефект массы. Масса $m_p = 1836m_e$, масса $m_n = 1838m_e$, но слепляясь, они дают π^+ с массой $273m_e$, т. е. разность $1836 + 1838 - 273 = 3401$ выделяется как энергия связи!

*) Подробно эта теория и ее развитие рассмотрены в обзорной статье Адамского²⁴, где приведены и ссылки на оригинальную литературу.

**) Любопытные комологические возражения против существования такого поля выдвинул Дике⁸².

***) См. также обзор Сакураи⁷⁵, его же работу⁸³ и работу Фуэши⁸⁴.

Аналогично слепляются $p + \bar{\Lambda} = K^+$ почти с таким же выделением энергии. Вектоны обуславливают отталкивание одноименных частиц: и действительно, опыты по рассеянию протонов и нейтронов при высоких энергиях указывают, по-видимому, на сильное отталкивание на самых малых расстояниях. В литературе это явление получило название *hard core* — жесткое, твердое, непроницаемое ядро, оболочка *).

Ядерные силы притяжения, хорошо знакомые, обуславливающие само существование и устойчивость сложных ядер, гораздо слабее вектонных сил отталкивания (потенциал до $30-80 m_e c^2$), но зато действуют на больших расстояниях. Ядерные силы и существование ядер не противоречат вектонной теории; с вектонной точки зрения, это малые поправки высших приближений, поскольку ядерные силы переносятся π -мезонами, которые сами суть сложные образования.

Подчеркнем в заключение, что вектонная теория при всей ее качественной привлекательности не только не доказана экспериментально, но и вряд ли может быть количественно сформулирована, поскольку речь идет о теории сильного взаимодействия, сама структура которой в настоящее время еще не ясна.

§ 9. ТЕОРИЯ НЕЙТРИНО

Замечательная особенность нейтрино — это равная нулю масса покоя частицы; как следствие, ν всегда испускается со скоростью света, скорость ν равна c в любой системе координат.

Такое же свойство имеют световые кванты; в этом случае классическая теория Максвелла автоматически обуславливает тождественное равенство нулю массы покоя кванта, поскольку теория предусматривает существование радиоволн с любой малой частотой.

Нейтрино имеют спин $1/2$, подчиняются принципу Паули и статистике Ферми. Теория таких частиц с массой нуль была предложена Вейлем вскоре после создания дираковской теории релятивистского электрона, но оставалась под спудом до 1957 г. Нейтрино описывается двухкомпонентной волновой функцией φ и удовлетворяет уравнению

$$E\varphi = i\hbar \frac{\partial \varphi}{\partial t} = -c(\sigma, p)\varphi,$$

где $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ — известные спиновые матрицы Паули; p — оператор импульса, выражаемый как обычно через производные по координате.

Это уравнение дает тождественно $E = c|p|$, т. е. описывает частицу, движущуюся со скоростью света, с массой покоя, равной нулю.

Кроме того, спин частицы равен $1/2$ и обязательно направлен против вектора импульса («левая частица»). В этом особенность теории. Утверждение, что спин направлен против импульса, может быть сделано лишь для частицы, движущейся со скоростью света. Если бы частица двигалась медленнее, то в системе координат, обгоняющей частицу, направление импульса изменило бы знак, спин сохранился бы и соотношение направлений спина и импульса расстроилось бы. Значит свойство «спин против импульса» тесно связано с нулевой массой **).

*) Потенциал взаимодействия двух нуклонов, хорошо описывающий наблюдения и включающий отталкивание на близких расстояниях, см., например, в ²⁸. Выводы из сильного векторного взаимодействия, относящиеся к уравнению состояния сверхплотного ядерного вещества (барионов), см. в работе ²⁹.

**) Одним из следствий указанного свойства нейтрино является 100%-ная полная поляризация μ -мезонов, образующихся при распаде $\pi^+ = \mu^+ + \nu$, так как спин π^+ равен нулю и спин μ должен в точности компенсировать спин ν . Алиханов, Елисеев, Любимов и др. ³⁰ измерили направление спина μ в космических лучах, что позволило определить направление спина нейтрино.

С другой стороны, спин характеризует вращение, «направление» спина есть условность, связанная с выбором правой системы координат, в которой за положительное принято вращение против часовой стрелки. Строго это формулируется так, что спин есть аксиальный вектор в отличие от полярного вектора импульса.

Свойство «спин против импульса» нарушается при переходе от правой к левой системе координат, т. е. при инверсии всех координат. Именно поэтому в период, когда не подвергалось сомнению сохранение четности, т. е. инвариантность всех законов физики относительно инверсии, такая теория нейтрино серьезно не рассматривалась.

Когда же было открыто несохранение четности в слабом взаимодействии³⁰, Ландау³¹ немедленно предложил считать нейтрино двухкомпонентным, увязывая таким образом его роль в бета-распаде (см. ниже, § 11) и массу, равную нулю*). Эта теория включает в себя утверждение, что антинейтрино — «правое», спин — по импульсу.

Как известно, по Ландау³⁴ законы физики не инвариантны относительно инверсии, но инвариантны относительно одновременной инверсии пространства и зарядового сопряжения, т. е. перехода от частиц к античастицам; такое совокупное преобразование названо «комбинированной инверсией». Примером инверсии является отражение в зеркале; по преданию, оглашенному на 50-летнем юбилее Ландау, идея возникла у него при взгляде на девушку, вертящуюся перед зеркалом.

Идея комбинированной инверсии имеет огромное общезначение: она примиряет нарушение четности и преимущественное вращение в определенной стороне при бета-распаде ядер с полной симметрией в аксиальном пространстве относительно правого и левого, поскольку вакуум симметричен относительно частиц и античастиц.

§ 10. МАССА ФЕРМИОНОВ

Уравнение Дирака частицы с массой m требует для ее описания 4-компонентной функции Ψ . Известно, что последнюю можно записать как совокупность двух двухкомпонентных функций φ и χ , причем при преобразовании Лоренца (без инверсии!) преобразованная функция φ' выражается через φ , χ' через χ , т. е. они не перепутываются.

Уравнение Дирака имеет вид

$$\begin{aligned} E\varphi &= -c(\boldsymbol{\sigma}, \mathbf{p})\varphi + mc^2\chi, \\ E\chi &= c(\boldsymbol{\sigma}, \mathbf{p})\chi + mc^2\varphi. \end{aligned}$$

Такая форма весьма примечательна. Ее можно интерпретировать так: есть правые частицы (χ) и левые частицы (φ), которые способны превращаться друг в друга. При этом (χ) и (φ) это не частица и античастица, а два сорта частиц с одинаковым зарядом, например правые отрицательные электроны и левые отрицательные электроны. Взаимное их превращение описывается последним членом каждого уравнения, пропорциональным массе, т. е. масса выступает в роли константы взаимодействия, вероятности превращения.

Без превращения система уравнений распалась бы на два независимых уравнения, описывающих два сорта частиц, движущихся со скоростью света. При $m \neq 0$ система имеет решения, соответствующие движению частицы с массой m , в частности

$$E^2 = c^2 p^2 + (mc^2)^2.$$

*) Независимо ту же идею выдвинули Салам³² и Ли и Янг³³.

Вульгарно можно представить себе, что частица с массой m и данным направлением *) спина s , движущаяся по направлению s со скоростью v , меньшей скорости света, есть суперпозиция двух состояний: χ — со скоростью движения s по спину и ϕ — со скоростью движения s против спина. Если частица движется по спину, значит в этой суперпозиции вероятность застать частицу в состоянии χ больше, чем вероятность застать ее в состоянии ϕ . Эта картина соответствует известному еще с 30-х годов парадоксу: в уравнении Дирака собственное значение скорости по модулю равно c , движение со скоростью, в среднем не равной c , должно описываться как «дрожание» частицы, скорость которой в каждый момент по модулю равна c , но часто меняет свое направление (так называемое «Zitterbewegung» — термин Шрёдингера).

Расщепленная запись Ψ как (ϕ, χ) не вносит, по-существу, ничего нового в известную теорию Дирака.

Некоторая педагогическая и методическая польза возникает при рассмотрении процессов с быстрыми электронами (их рождения или рассеяния) при $E \gg mc^2$: в этом случае можно рассматривать mc^2/E как малый параметр. В нулевом приближении по этому параметру, например, получается, что ϕ -электрон остается ϕ -электроном при рассеянии (мы пренебрегаем m , т. е. превращением ϕ в χ), т. е. сразу видно, что при рассеянии сохраняется продольная поляризация, спин поворачивается вместе с поворотом вектора импульса (Йенни, Равенхолл и Вильсон ³⁵).

В последнее время эта мысль развивалась в работах ^{36, 37}. В частности, при рассмотрении вопроса о массе частиц очень полезна формулировка, являющаяся «обратной теоремой» по отношению к сказанному выше. Массу можно рассматривать как константу, характеризующую вероятность взаимного превращения правых частиц в левые и обратно **). Следовательно, только такое взаимодействие частицы с различными полями, которое может приводить к превращению правой частицы в левую, способно изменить массу частицы. Отсюда удастся получить очень сильные ограничения возможности влияния взаимодействий на массу ³⁸.

Однако наиболее важное эвристическое значение такая концепция имеет для теории слабого взаимодействия.

§ 11. СЛАБОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ, β -РАСПАД

Опыт показывает, что в выражение взаимодействия, от которого зависят слабые процессы, входят только «левые» двухкомпонентные функции частиц p , n , ν , e^- для β -распада:

$$H_{\text{вз}} = (\phi_p^* \phi_n \phi_e^* \phi_\nu) + \text{к. с.}$$

Для нейтрино это тривиально, поскольку предполагается, что в природе только и есть левое нейтрино с функцией ϕ_ν . Но для остальных частиц, имеющих массу, это неожиданно приводит к важным следствиям и, главное, указывает на глубокий смысл разбиения четырехкомпонентной функции Ψ на две двухкомпонентных ϕ и χ .

Выражение $H_{\text{вз}}$ должно быть релятивистским инвариантом; из пары сопряженных «левых» функций $\phi^* \phi$ можно построить только 4-вектор (но не скаляр и не тензор 2-го ранга). Поэтому, не теряя общности, можно представить H как скалярное произведение двух четырехмерных векторов, каждый из которых составлен из двух функций:

$$H = (\phi_1^* \phi_2)_\alpha (\phi_3^* \phi_4)_\alpha + \text{к. с.}$$

*) Здесь векторы трехмерные!

**) См. также замечание в статье Б. М. Понтекорво ³⁸.

Индекс α пробегает 4 значения, соответственно времени и 3 пространственным координатам. По α производится суммирование. Компоненты вектора строятся из волновых функций с помощью известных матриц Паули $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ и единичной матрицы 1:

$$(\varphi_1^* \varphi_2)_0 = (\varphi_1^* 1 \varphi_2), \quad (\varphi_1^* \varphi_2)_x = (\varphi_1^* \sigma_x \varphi_2),$$

$$H = (\varphi_1^* 1 \varphi_2)_0 (\varphi_3^* 1 \varphi_4)_0 - (\varphi_1^* \sigma_x \varphi_2) (\varphi_3^* \sigma_x \varphi_4) - (\varphi_1^* \sigma_y \varphi_2) (\varphi_3^* \sigma_y \varphi_4) - (\varphi_1^* \sigma_z \varphi_2) (\varphi_3^* \sigma_z \varphi_4).$$

В принципе можно любым способом сгруппировать попарно частицы при рассмотрении одного процесса; симметрия H , составленного из четырех φ -функций относительно их перестановки, является следствием релятивистской инвариантности H . Разобьем 4 функции на пару описывающих тяжелые частицы функций и пару лептонных:

$$H = g (\varphi_p^* \varphi_n)_\alpha (\varphi_e^* \varphi_\nu)_\alpha + \text{к. с.}$$

Выражение для H содержит полную информацию о β -процессе. После того, как оно было предложено ⁴⁰ Гелл-Манном и Фейнманом *) (несмотря на некоторые разногласия с тем, что считалось установленным на опыте), и после того, как экспериментаторам было указано, что должно получаться, последние навели порядок в своем доме и добились отличного согласия с теорией.

Бажнейшие выводы можно получить из выражения H и без расчетов:

1) В выражение входит только φ . Следовательно, релятивистские электроны будут рождаться при β -распаде с $\varphi \gg \chi$, т. е. будут рождаться левые электроны с сильнейшей продольной поляризацией (расчет дает степень поляризации, равную v/c) (см. опыты ⁹⁰).

2) Выражение включает в себя левые функции нуклонов и поэтому описывает нарушение четности в β -распаде, в частности исторические опыты Ву по влиянию ориентации спина ядра на направление вылета β -частиц.

3) В β -распаде мы имеем дело с почти покоящимися, нерелятивистскими нуклонами. Выражение H состоит из 2 частей: произведения четвертых (временных) компонент и произведения пространственных (x, y, z) компонент.

Можно показать, что временная компонента соответствует превращению $n \rightarrow p$ без изменения направления спина, а пространственный вектор описывает процесс с переворотом спина и отдачей момента лептонам. Другими словами, β -процесс идет и по правилам отбора Ферми, и по правилам Гамова — Теллера.

Для астрофизики особенно важна возможность превращения в дейтрон (спины p и n параллельны) двух протонов, столкнувшихся с антипараллельными спинами. По принципу Паули антипараллельные спины необходимы для того, чтобы протоны могли близко подойти друг к другу.

Отметим, что сильное взаимодействие нуклонов меняет коэффициент при произведении пространственных векторов, но член $g (\varphi_p^* \varphi_n)_0 (\varphi_e^* \varphi_\nu)_0$ остается неизменным (Зельдович и Герштейн ⁴¹, Гелл-Манн и Фейнман ⁴⁰). Поэтому опытные данные позволяют определить константу g в исходном взаимодействии ΔH , несмотря на то, что сильное взаимодействие искажает его первозданную красоту. Заметим еще, что эта красота достигается за счет определенного выбора «частиц».

⁴¹ *) Словесная формулировка Гелл-Манна и Фейнмана несколько иная, они говорят об одной двухкомпонентной функции, удовлетворяющей уравнению второго порядка и заменяющей, таким образом, 4-компонентную функцию Ψ . Независимо и, может быть, несколько раньше в иной формулировке такое же выражение предложили Р. Маршак и Сударшан ⁸⁸.

По теории Ландау правым протонам соответствуют левые антипротоны. Поэтому если бы «частицами» мы назвали \tilde{p} , \tilde{n} , ν , e^- , то выражение ΔH пришлось бы написать так:

$$\Delta H = (\chi_n^* \chi_p)_\alpha (\varphi_e^* \varphi_\nu)_\alpha,$$

и симметрия 4 функций исчезла бы.

§ 12. СЛАБОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ — УНИВЕРСАЛЬНОСТЬ. ПРОИЗВЕДЕНИЕ ТОКОВ

Наряду с β -распадом есть и другие процессы, относящиеся к слабому взаимодействию. Наиболее исследован распад мю-мезона. Он описывается:

$$\Delta H = g (\varphi_{\nu_\mu}^* \varphi_{\mu^-})_\alpha (\varphi_e^* \varphi_\nu)_\alpha.$$

В соответствии с последними данными (см. § 2) мы различаем два сорта нейтрино; в предыдущем параграфе следовало писать ν_e , что мы не делали для простоты. Благодаря отсутствию сильных взаимодействий у всех частиц в мю-распаде, выражение ΔH не нуждается в поправках, все выводы из него проверены опытом и полностью количественно подтверждены.

Константа g с поразительной точностью (2—3%) совпадает *) с константой для β -распада. Далее исследован процесс мю-захвата $\mu^- + p = n + \nu_\mu$.

Здесь точность опыта и расчета меньше (порядка 20%) ⁸⁸, но во всяком случае не противоречит имеющимся данным выражение

$$\Delta H = g (\varphi_p^* \varphi_n)_\alpha (\varphi_\mu^* \varphi_{\nu_\mu})_\alpha + \text{к. с.}$$

с тем же значением g , что и для β -распада **).

Наконец, наблюдаемые распады странных частиц (гиперонов и K -мезонов) можно свести к трем взаимодействиям:

$$\Delta H = g_1 (\varphi_p^* \varphi_\Lambda)_\alpha (\varphi_e^* \varphi_{\nu_e})_\alpha + \text{к. с.},$$

$$\Delta H = g_2 (\varphi_p^* \varphi_\Lambda)_\alpha (\varphi_\mu^* \varphi_{\nu_\mu})_\alpha + \text{к. с.},$$

$$\Delta H = g_3 (\varphi_p^* \varphi_\Lambda)_\alpha (\varphi_n^* \varphi_p)_\alpha + \text{к. с.}$$

При этом $g_1 = g_2$, но значительно меньше g , g_3 порядка g . Однако в последних трех процессах, в которых участвует странная частица Λ , нет такого закона независимости наблюдаемой константы от сильного взаимодействия. Поэтому тот факт, что g_1 , g_2 и g_3 отличаются от g , не имеет большого значения, тогда как точное совпадение g для первых трех реакций (β -распад, μ -распад, μ -захват) является весьма замечательным.

Как построить теорию, чтобы совпадение g для β -распада, μ -распада, μ -захвата стало естественным? Для этого Гелл-Манн и Фейнман предлагают писать взаимодействие в виде произведения некоего «тока» ***) на его комплексно сопряженный:

$$\Delta H = g J J^*,$$

где J есть 4-вектор

$$J_\alpha = (\varphi_p^* \varphi_n + \varphi_p^* \varphi_\Lambda + \varphi_{\nu_e}^* \varphi_{e^-} + \varphi_{\nu_\mu}^* \varphi_{\mu^-})_\alpha.$$

*) О последних измерениях см. ⁸⁷, там же о возможном объяснении 2%-ного различия—ср. также ниже, § 15.

**) Этот вывод подтверждается и проделанными в последнее время в Дубне опытами по реакции $\mu^- + \text{He}^3 = T + \nu_\mu$ ⁸⁹.

***) Обратите внимание на сходство и различие этого тока и тока, входящего в электромагнитное взаимодействие.

Ясно, что при этом автоматически каждое 4-фермионное выражение, соответствующее различным процессам, получится с одной и той же константой g .

После этого останется добавить соображения, согласно которым в (p^*, n) -членах одна компонента не зависит от сильного взаимодействия и именно она используется для опытной проверки, в (p^*, Λ) все члены изменяются за счет сильного взаимодействия, так что $g_1 = g_2 \neq g_3$ и, наконец, член $(p^* \Lambda) (np^*)$ может особенно сильно меняться — и общее согласие с опытом достигнуто.

Поставив целью объяснение равенства констант 3-х процессов, мы получили множество новых предсказаний. Раскрывая произведения токов, получим, кроме перечисленных выше наблюдаемых на опыте 6 взаимодействий, еще четыре новых (знак волновой функции опускаем):

$$g(p^* n)(n^* p), \quad g(p^* \Lambda)(\Lambda^* p), \quad g(\mu^* \nu_\mu)(\nu_\mu^* \mu^-), \quad g(e^* \nu_e)(\nu_e^* e^-).$$

Первые два дают малые поправки к рассеянию сильно взаимодействующих частиц, поэтому общезначимое их значение невелико. Однако как раз их обнаружение быть может относительно легче, так как можно наблюдать эффект первого порядка по g за счет интерференции с сильным взаимодействием, а отличить его можно будет по нарушению четности. Последнее взаимодействие, как впервые указал Б. М. Понтекорво⁴², может иметь огромное астрофизическое значение.

Это взаимодействие приводит не только к рассеянию нейтрино на электронах, но и к испусканию электроном нейтринных пар:

$$e^- \rightarrow e^- + \nu_e + \tilde{\nu}_e.$$

Так же, как и испускание электроном кванта, $e^- = e^- + \gamma$, процесс идет лишь в поле какого-либо третьего тела, иначе нельзя одновременно удовлетворить закону сохранения энергии и импульса. Расчет этого процесса проделали Г. М. Гандельман и В. С. Пинаев⁴³. В определенных условиях при температуре порядка $5 \cdot 10^7$ градусов и плотности 10^4 г/см³ нейтринная светимость звезды становится больше ее оптической светимости, так как при большой вероятности рождения квантов они имеют и большую вероятность поглощения и рассеяния и поэтому лишь с малой вероятностью, с трудом выходят из звезды, тогда как каждое родившееся ν или $\tilde{\nu}$ уносит энергию из звезды сразу и целиком *).

Позднее были предложены и другие процессы⁴⁵⁻⁴⁹, являющиеся следствием нового взаимодействия:

$$\gamma + e^- = \gamma + e^- + \nu + \tilde{\nu}, \quad \gamma + \gamma = \nu + \tilde{\nu},$$

$\gamma + Z$ (ядро) = $Z + \nu + \tilde{\nu}$, $e^- + Z$ (ядро) = $(e^- Z, \text{связанный}) + \nu + \tilde{\nu} + Z$ и, наконец, $e^- + e^+ = \nu_e + \tilde{\nu}_e$.

Последний процесс, в отличие от остальных, идет прямо по слабому взаимодействию без включения дополнительно электромагнитного взаимо-

*) Впервые идея о том, что нейтрино могут унести («украсть») энергию звезды, была высказана Гамовым и Шёнбергом⁴⁴. Они рассматривали среду, в которой при высокой температуре идут 2 противоположные реакции: распад β радиоактивных ядер и образование таких ядер при столкновении быстрых электронов со стабильными ядрами; в обоих случаях нейтрино необратимо уносит часть энергии. Вероятность такого процесса, названного авторами «урка-процесс», пропорциональна $\exp(-Q/\Theta)$, где Q — энергия распада, Θ — температура. Рассматриваемые в тексте процессы оказываются в большинстве случаев более сильными.

действия. При температуре больше $m_e c^2$ число пар e^+e^- в термодинамическом равновесии порядка числа квантов, и последний процесс становится наиболее важным.

Подробный обзор важного для астрофизики нейтринного излучения дан в докладе В. С. Пинаева ⁵⁰.

§ 13. НЕРЕШЕННЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Прежде всего подчеркнем еще раз, что весьма важное для астрофизики взаимодействие $(\nu\nu)$ (νe) нельзя считать строго доказанным теоретически или экспериментально, это взаимодействие является лишь следствием изящного, но не обязательного способа записи известных взаимодействий. Было бы весьма важно показать непосредственно наличие такого взаимодействия опытом того же типа, что и опыт Райнеса и Коуэна ¹⁰, где около ядерного реактора наблюдался процесс $\tilde{\nu} + p = n + e^+$.

Сечение и число актов рассеяния $\tilde{\nu} + e^- = \tilde{\nu} + e^-$ не на много меньше, чем число реакций $\tilde{\nu} + p$, но результат реакции гораздо менее специфичен.

Фон появления быстрых электронов от космических лучей, от природной радиоактивности окружающей среды и самой аппаратуры и т. п. гораздо больше, чем фон одновременного появления нейтрона и позитрона. Поэтому опыт весьма труден.

Обратимся к структуре взаимодействия как произведения двух токов JJ^* . Эти токи «заряжены»; J содержит, например, (p^*n) (рождение протона и уничтожение нейтрона), т. е. J как оператор на $+e$ увеличивает электрический заряд системы; это относится ко всем членам, входящим в J . Напротив, J^* уменьшает заряд, так что JJ^* оставляет заряд без изменения, и JJ^* соответствует разрешенным процессам.

Для описания распада странных частиц было бы желательно в дополнение к произведению заряженных токов JJ^* ввести еще произведения нейтральных токов $J_0J_0^+$, где

$$J_0 = n^*\Lambda + n^*n - p^*p.$$

Тогда автоматически получалось бы правильное соотношение двух каналов $\Lambda = p + \pi^-$ и $\Lambda = n + \pi^0$ (правило $\Delta T = 1/2$, T — изотопспин на языке ядерной физики)*). Однако ввести нейтральные токи, полностью аналогичные заряженным,

$$J_0 = n\Lambda^* + nn^* - pp^* + \mu_-^*\mu_- - \nu_\mu^*\nu_\mu + e_-^*e_- - \nu_e^*\nu_e,$$

заведомо нельзя: произведение $J_0J_0^+$ привело бы к ряду не наблюдающихся на опыте процессов, вроде

$$K^* = \pi^* + \nu + \tilde{\nu}, \quad K^* = e^* + e^- + \pi^*.$$

Поэтому вопрос о наличии и структуре нейтральных токов остается открытым.

Отметим, наконец, что схема трех частиц приводит к определенным ограничениям распадов странных частиц, отмеченных Окунем ^{1, 15}. Первичный процесс есть $\Lambda = p + e^- + \nu$. Поэтому возможно $\Sigma^- = n + \tilde{p} + \Lambda = n + \tilde{p} + p + e^- + \nu = n + e^- + \nu$, но невозможен распад $\Sigma^+ = n + e^+ + \nu$ (возможно лишь $\Sigma^+ = p + \tilde{n} + \Lambda \rightarrow p + \tilde{n} + p + e^- + \tilde{\nu} = p + \pi^+ + e^- + \tilde{\nu}$).

*) В последнее время точное выполнение правила $\Delta T = 1/2$ в распадах странных частиц подвергается сомнению (Женева, 1962 г.).

Аналогично теория предсказывает, что возможен распад $K^0 = \Lambda + \bar{n} \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} + \bar{n} = \pi^+ + e^- + \bar{\nu}$, но невозможен распад K^0 на e^- .

В самое последнее время появилось сообщение Фрая с сотрудниками⁵¹ о наблюдении распада \bar{K}^0 на e^- (подтверждение см.⁹⁴). Наблюден один случай $\Sigma^+ = n + \mu^+ + \nu$ (см.⁹⁵). Все это противоречит схеме трех частиц или, по крайней мере, означает, что эта схема полезна лишь для перечисления возможных сильных взаимодействий при замене абстрактного понятия странности. Однако опыты еще недостаточно достоверны и вопрос остается открытым.

§ 14. СВЕРХНОВЫЕ ЧАСТИЦЫ И НОВЫЙ ПОДХОД К ТЕОРИИ ЧАСТИЦ

В последние 2—3 года открыт ряд новых частиц с необычайно малым временем жизни, меньше 10^{-20} сек. В этом случае уже невозможно зафиксировать след частицы или хотя бы расстояние от места ее образования до места распада. Существование этих частиц устанавливается иначе.

Рассмотрим пример обнаружения нейтральной частицы ω , распадающейся на $\pi^+ + \pi^- + \pi^0$ ⁵².

Исследуется процесс $\bar{p} + p = 2\pi^+ + 2\pi^- + \pi^0$. Если все π -мезоны, образующиеся при реакции, независимы, то относительные их скорости могут быть любыми. Предположим, что 3 частицы $\pi^+ + \pi^- + \pi^0$ из 5 получились в два приема: сперва образовался новый мезон ω , который затем распался. Перейдем в систему координат, в которой покоится центр инерции 3 частиц. В этой системе координат покоился родивший их ω -мезон. Значит, в этой системе координат сумма энергий 3 частиц в точности равна массе (энергии покоя) ω .

По теории относительности получается в любой системе координат

$$E_{123} = \sqrt{(E_1 + E_2 + E_3)^2 - (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 + \mathbf{p}_3)^2 c^2} = M_\omega c^2.$$

Для 3 независимых частиц E_{123} может иметь любое значение, для продуктов распада — только значение, равное $M_\omega c^2$. Таким образом, «частица ω » дает узкую линию на фоне сплошного спектра E_{123} .

Время жизни частицы, по принципу неопределенности, непосредственно связано с шириной линии. Однако есть и аппаратные причины (неточность измерений), обуславливающие расширение линии.

Наблюдаемая ширина порядка аппаратной, поэтому можно говорить лишь о нижней границе времени жизни; ширине около 10 Мэв соответствует время около

$$\tau = \frac{\hbar}{\Delta E} = \frac{10^{-27}}{10 \cdot 1,6 \cdot 10^{-6}} \approx 10^{-22} \text{ сек},$$

или точнее $\tau \geq 10^{-22}$ сек. С другой стороны, ω рождается более чем в 10% случаев реакции. Поэтому нет сомнения в том, что ω есть частица, сильно взаимодействующая с π -мезонами, и ее время жизни не может быть сколько-нибудь большим. Таким способом открыт целый ряд короткоживущих частиц. Однако до их перечисления изложим идеи, позволяющие классифицировать эти частицы.

В самое последнее время наметился новый подход к теории сильно-взаимодействующих частиц. Очень упрощенно суть его можно изложить, используя аналогию с обычной квантовой механикой.

Представим себе систему двух частиц — атом водорода. Такая система должна иметь определенный момент вращения (в единицах \hbar). При вычислении энергии в уравнение Шрёдингера наряду с потенциалом (в дан-

ном случае кулоновским, $u(r) = -\frac{e^2}{r}$) входит еще центробежный потенциал $\frac{\hbar^2}{2m} \frac{l(l+1)}{r^2}$. Уравнение для радиальной волновой функции имеет вид

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\varphi}{dr^2} + \left[u(r) + \frac{\hbar^2}{2m} \frac{l(l+1)}{r^2} - E \right] \varphi = 0.$$

Поэтому состояния с различным моментом имеют и разную энергию; заменяя $1/r^2$ каким-то средним значением $1/\bar{r}^2$, найдем для двух схожих уровней

$$E_1 - E_2 = \frac{\hbar^2}{2m\bar{r}^2} \{l_1(l_1+1) - l_2(l_2+1)\}.$$

Предположим, что и элементарные частицы (или, по крайней мере, сильно взаимодействующие частицы) тоже являются какими-то «системами».

Мы не знаем, из чего состоят эти системы, нет уравнения Шрёдингера, и все же предполагается, что система может находиться в состояниях с разными l , и при этом энергия тем больше, чем больше l . Порядок величины \bar{r} можно считать известным, опыт дает разумную величину около $\frac{\hbar}{2m_{\pi}c}$. Срав-

ниваются состояния с одинаковым барионным зарядом, с одинаковой странностью и изотопическим спином. При этом не смущаются тем, что момент вращения (спин) частиц полуцелый.

Таким образом частицы распределяются по «семействам», вводится некая классификация частиц или, если угодно, состояний. Так, например, с обычными нуклонами (нейтроном и протоном) со спином $j = \frac{1}{2}$, странностью 0, массой около 930 $M_{\text{эв}}$ сопоставляются частицы N^* со спином $j = \frac{3}{2}$ и массой около 1512 $M_{\text{эв}}$ и N^{**} со спином $\frac{5}{2}$, массой 1688 $M_{\text{эв}}$. Так как масса 1512 $M_{\text{эв}}$ больше суммы масс нуклона и π -мезона, N^* распадается, нестабилен. Экспериментально N^* проявляется как резонанс в рассеянии π на нуклонах. Ширина резонанса характеризует время жизни частицы; ширине 1 $M_{\text{эв}}$ отвечает время порядка 10^{-21} (время обратно пропорционально ширине).

На стр. 568 приведена таблица барионных семейств. В заголовках даются общие свойства семейства и перечисляются низшие состояния. В каждой клетке приводятся: 1) пространственный спин, 2) масса в $M_{\text{эв}}$, 3) ширина в $M_{\text{эв}}$. Частицы, распадающиеся только по слабому или электромагнитному взаимодействию, приравниваются к стабильным (ширина 0).

Общий изотопспин в каждой строке означает, что все частицы данной строки могут иметь одинаковые заряды, например N^{**} может быть нейтральным или положительным, как нейтрон и протон, Ξ^* — нейтральным или отрицательным, как Ξ и т. д. Наряду с перечисленными барионами в настоящее время показано существование следующих мезонов, распадающихся за счет сильного взаимодействия *):

Странность 0:	Странность 1:
$\xi(\xi^+, \xi^0, \xi^-): 0, 560$	
$\eta^0: 0, 550, < 12,$	$K^{**}, K^{0*}: 1, 885, 50.$
$\omega^0: 1, 780, < 12,$	
$\varrho(\varrho^+, \varrho^0, \varrho^-): 1, 750, 50 \div 100,$	

Далее теория прилагается к рассеянию сильно взаимодействующих частиц. Рассеяние характеризуется величиной амплитуды; квадрат

*) Свойства долгоживущих π - и K -мезонов см. в табл. II. Принцип эксперимента по обнаружению ω_0 подробно описан в начале параграфа (особенность распада ξ см. ⁹⁰; числа после символа частиц-спин, масса ($M_{\text{эв}}$), ширина ($M_{\text{эв}}$)).

Таблица I

Странность 0, изотопспин 1/2, нуклоны n, p			
N	N^*	N^{**}	
1/2, 930, 0	3/2, 1512, 130	5/2, 1688, 140	
Странность —1, изотопспин 0, лямбда-гиперон Λ			
Λ	Λ^*	Λ^{**}	Λ^{***}
1/2, 1115, 0	?, 1405, 50 или 1	?, 1520, 15	?, 1815, 8
Странность —1, изотопспин 1, сигма-гипероны $\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$			
Σ		Σ^*	
1/2, 1192, 0		?, 1385, 50 или 25	
Странность —2, изотопспин 1/2, кси-каскадные гипероны Ξ^-, Ξ^0			
Ξ		Ξ^*	
1/2, 1315, 0		?, 1535, ?	
Странность 0, изотопспин 3/2, 3—3-резонанс $\Delta^-, \Delta^0, \Delta^+, \Delta^{++}$			
Δ		Δ^*	
3/2, 1238, 145		?, 1922, 185	

амплитуды пропорционален вероятности рассеяния. Предполагается, что амплитуда является аналитической функцией переменных (импульсов, энергий и моментов, т. е. спинов частиц), от которых она зависит, что позволяет применить методы теории функций комплексного переменного.

Энергия частицы, в ы л е т а ю щ е й после рассеяния, может быть только положительной и больше mc^2 . Но функцию (амплитуду) можно продолжить и в область отрицательной энергии. Оказывается, что значения функции при $E < -mc^2$ описывают процесс, в котором в л е т а е т античастица. Сечение рассеяния и его ход при изменении энергии определяются свойствами (спином, массой) тех частиц, которыми обмениваются рассеиваемые частицы при взаимодействии: кулоновское взаимодействие—это обмен квантами, ядерное—обмен пионами и т. д.

Особенно плодотворно исследование рассеяния при больших энергиях. В этой области Померанчук ⁵³ установил теорему, согласно которой сечение

рассеяния частиц и античастиц (например, $\pi^+ - p$ и $\pi^- - p$ или $p - p$ и $\bar{p} - p$) в пределе при большой энергии одинаково. Грибов и Померанчук⁵⁴, Гелл-Манн⁵⁵, а также Домокош⁵⁶ получили для сечений при больших энергиях соотношения типа $\sigma_{\pi p} = \sigma_{p p}$.

Значение этих и подобных им соотношений в том, что они позволяют проверить исходные идеи экспериментально.

Между тем суть идей в том, что «элементарные частицы» не «элементарны»^{57, 58}, подобны системам. Физический смысл этого модного утверждения еще ждет разъяснения (можно ли говорить о том, из чего «состоят» системы?); не исключено, что здесь рождается новая физика, которая потребует и новых понятий и отказа от старых понятий.

§ 15. НЕОТКРЫТЫЕ ЧАСТИЦЫ

Выше (§ 8) рассматривалось гипотетическое векторное поле, обуславливающее притяжение бариона и антибариона и отталкивание двух барионов на близком расстоянии. Квант этого поля (т. е. соответствующая частица) должен быть нейтральным, иметь массу больше массы π , иметь спин 1. Не исключено, что новая частица ω^0 представляет собой вектон.

В связи с теорией слабого взаимодействия высказывалось предположение, что существует еще один тип частиц — заряженные X -мезоны, играющие роль посредников: вместо $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ напомним $n \rightarrow p + X^-$, $X^- \rightarrow e^- + \nu$. Первичное взаимодействие в этом предположении есть взаимодействие тока J с X -полем:

$$H = e' J X.$$

Наблюдаемые процессы зависят от второго порядка теории, т. е. от двух последовательных актов (рождения и уничтожения X). При этом взаимодействие JX приобретает сходство с электромагнитным — с взаимодействием электрического тока и вектор-потенциала электромагнитного поля *).

Если X -поле и X -мезоны существуют, то масса X должна быть больше массы K , а время жизни меньше 10^{-10} сек (если бы X был легче K , то распад $K^+ \rightarrow X^+ + \gamma$, $X^+ \rightarrow e^+ + \nu$ происходил бы быстрее, чем наблюдаемый распад $K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu$).

В опытах по взаимодействию нейтрино высоких энергий (от $\pi \rightarrow \mu + \nu$ распада на лету) с веществом, см. выше, § 2, стр. 551 наблюдались несколько случаев, когда, по-видимому, рождались два заряженных лептона. Такой процесс можно представить себе идущим в два этапа: 1) $\nu_\mu = X^+ + \mu^-$ в электрическом поле ядра и 2) распад $X^+ = \mu^+ + \nu_\mu$ или $X^+ = e^+ + \nu_e$ на лету. Первый процесс рассматривали теоретически Ли и Янг^{8, 59}, а также Соловьев и Цукерман⁶⁰. При энергии ν больше Mc^2 X -мезона процесс на тяжелом ядре может стать более вероятным, чем слабое взаимодействие $\nu_\mu + p = n + \mu^+$. Второй процесс является обязательным следствием первого, так как X нестабилен. Вследствие малого времени жизни X экспериментально будет наблюдаться рождение двух лептонов в одной точке $\nu_\mu \rightarrow \mu^+ + \mu^- + \nu_\mu$ или $\nu_\mu = \mu^+ + e^- + \nu_e$ в поле ядра.

Вектоны и X -мезоны имеют некий *raison d'être*, нужны для определенных целей. Дальше идут частицы, построенные по негативному признаку «почему бы им не быть»: в смутное время теоретической физики возможны самозванцы.

*) Весьма точное сравнение константы взаимодействия при β -распаде ядра и при μ -распаде также косвенно подтверждает существование X^- -мезона⁸⁷. В физике появится наряду с $e^2/\hbar c = 1/137$ новое безразмерное число с $e'^2/\hbar c \approx 10^{-5}$. Если X^\pm существуют, $(e\nu)$ -рассеяние и рождение пар $(\nu, \bar{\nu})$ неизбежны.

Ограничивается ли ряд слабо взаимодействующих частиц электроном и μ -мезоном? Сам μ -мезон является «загадочной» частицей; он был найден случайно, в процессе поисков частиц — квантов ядерных сил (т. е. π -мезонов). μ -мезон называют «тяжелым электроном». Он удовлетворяет в точности тому же уравнению Дирака, что и электрон, только с другим значением одной численной константы (массы). Недавние измерения магнитного момента мю-мезона, в которых достигнута точность 0,001%, полностью подтвердили это. Мю-мезон входит в уравнения слабого взаимодействия точно так же, как электрон, он также, по-видимому, ни с кем не взаимодействует сильно (ср. ³). Стабильность электрона и распад μ -мезона — это уже вторичное следствие различия масс.

Если бы мы не знали о существовании мю-мезонов, ни одна существующая теория не предсказала бы его. А тогда можно спросить, нет ли продолжения у ряда $e - \mu$ в сторону больших масс. Частицу такого типа, но тяжелее K , было бы исключительно трудно обнаружить; ее существование не исключено (Зельдович, Липманов ⁶¹) существующими опытными данными.

Заметим, что в области ниже массы мю-мезона производились специальные поиски, и здесь заряженных частиц заведомо нет.

Далее, существуют правые $\tilde{\nu}$ и левые ν (точнее, правые $\tilde{\nu}_e$ и $\tilde{\nu}_\mu$ и левые ν_e и ν_μ), рождающиеся при слабом взаимодействии.

Нет ли еще левых $\tilde{\nu}$ и правых ν (Кобзарев, Окунь), которые в слабом взаимодействии не участвуют? Убедительности здесь нет — введение этих новых частиц не восстановит симметрии левого и правого, не восстановит четность, так как правые ν взаимодействуют иначе, чем гипотетические левые ν . Но и опровергнуть это предположение а priori нельзя. По идее его авторов единственное взаимодействие новых частиц — гравитационное. В таком случае, даже в самых крайних условиях температуры и плотности, и за космические времена рождение этих частиц будет пренебрежимо мало; астрофизики вправе о них не думать применительно к звездам *).

§ 16. ТАБЛИЦА ЧАСТИЦ

Приводим для справок краткую таблицу частиц (табл. II). Мы не приводим античастиц (кроме K^0), а также отдельно ν_e и ν_μ . Любопытна ситуация в системе $K_0 - \tilde{K}_0$. По схеме 3 частиц $K^0 = (n\bar{\Lambda})$, $\tilde{K}^0 = (\bar{n}\Lambda)$. С малой вероятностью, поскольку при этом происходит изменение странности на 2 единицы, возможно самопроизвольное превращение в пустоте $K^0 \rightarrow \tilde{K}^0$ и обратно $\tilde{K}^0 \rightarrow K^0$. Это превращение идет колебательно и сейчас наблюдается экспериментально. В такой ситуации в вакууме как «частицы» ведут себя суперпозиции

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 + \tilde{K}^0) = K^0_1 \quad \text{и} \quad \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 - \tilde{K}^0) = K^0_2.$$

Явление предсказано Гелл-Манном, Паисом и Пиччиони ^{62,63}; на страницах «Успехов физических наук» оно подробно рассмотрено в обзорах ^{1,11}.

В табл. II не включены распадающиеся по сильному взаимодействию «частицы-резонансы», о которых шла речь в предыдущем параграфе.

*) Однако в Гамовском варианте горячей расширяющейся Вселенной при плотности, падающей от бесконечной величины, в термодинамическом равновесии могут находиться гравитоны и новые нейтрино, однако и в этом случае они не окажут какого-либо специфического действия и лишь незначительно изменят численную константу в законе связи температуры и времени ¹⁰².

Таблица II

Название	Обозначение	Электрический заряд	Барионное число	Лептонное число	Странность	Масса покоя, Мэв	Спин	Время жизни, сек
Гравитон		0	0	0	0	0	2	—
Квант	γ	0	0	0	0	0	1	—
Нейтрино	ν	0	0	+1	0	0	1/2	—
Электрон	e^-	-1	0	+1	0	0,51	1/2	—
μ -мезон	μ^-	-1	0	+1	0	106	1/2	$2 \cdot 10^{-6}$
π -мезон	π^+	+1	0	0	0	139,5	0	$2,55 \cdot 10^{-8}$
π -мезон	π^0	0	0	0	0	135	0	$(2,3 \pm 0,8) \cdot 10^{-16}$
	K^+	+1	0	0	+1	493,9	0	$1,224 \cdot 10^{-8}$
	K^0	0	0	0	+1	497	0	$K_1^0 10^{-10}$
	\bar{K}^0	0	0	0	-1			$K_2^0 6,1 \cdot 10^{-8}$
	p	+1	+1	0	0	938,2	1/2	—
	n	0	+1	0	0	939,5	1/2	10^3
	Δ^0	0	+1	0	-1	1115,4	1/2	$2,51 \cdot 10^{-10}$
	Σ^+	+1	+1	0	-1	1189,4	1/2	$0,81 \cdot 10^{-10}$
	Σ^0	0	+1	0	-1	1191	1/2	$< 0,1 \cdot 10^{-10}$
	Σ^-	-1	+1	0	-1	1196	1/2	$1,72 \cdot 10^{-10}$
	Ξ^0	0	+1	0	-2	1311	1/2	$1,5 \cdot 10^{-10}$
	Ξ^-	-1	+1	0	-2	1318	1/2	$1,3 \cdot 10^{-10}$

§ 17. ГРАВИТАЦИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ. ОБЩАЯ ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ И КВАНТЫ ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ

Взаимодействие частиц между собой классически описывается понятием поля: лучший пример есть взаимодействие заряженных частиц посредством электромагнитного поля. В квантовой теории уравнения поля приводят к появлению новых частиц — квантов поля, в данном примере — квантов электромагнитного поля (кванты света, гамма-кванты). Другим примером являются ядерные силы, для которых квантами являются, по идее Юкава, пи-мезоны.

В какой мере эта схема относится к гравитационному взаимодействию?

Гравитационное взаимодействие похоже на электростатическое взаимодействие: имеет место тот же закон $F \sim 1/r^2$. Классическая ньютоновская теория гравитации вполне аналогична теории электростатического потенциала. Однако при переходе к релятивистской теории это сходство исчезает. Электростатика оказывается частью теории электромагнитного поля, в которой электрическое и магнитное поля суть компоненты общего тензора, рассматриваемого в плоском евклидовом *) пространстве-времени.

Между тем теория гравитации приводит к понятию искривленного пространства, которое математически было открыто и исследовано Лобачевским, Больаи, Риманом. Релятивистской теорией тяготения является общая теория относительности Альберта Эйнштейна (сокращенно ОТО). В последнее время эта область привлекает большое внимание, появляются новые теоретические и экспериментальные работы.

Начнем с эксперимента. Прделаны опыты ⁶⁴ по обнаружению изменения частоты кванта в гравитационном поле (которые можно интерпретировать как влияние гравитации на течение времени). Эти опыты не следует переоценивать: их результат с необходимостью следует из связи $E = \hbar\omega$ для кванта, релятивистской зависимости массы от энергии

*) Точнее, псевдоевклидовом, в силу особой роли времени.

$E = mc^2$, или $\Delta m = \Delta E/c^2$, и из того факта, что влияние гравитационного поля зависит от той же массы m . Составляя цикл — опускание возбужденного ядра, высвечивание кванта, подъем невозбужденного ядра, поглощение кванта, — мы приходим к необходимости изменения частоты кванта, чтобы не нарушался закон сохранения энергии.

В самом деле: если масса невозбужденного ядра M_0 , а энергия возбуждения E , то масса возбужденного ядра $M_1 = M_0 + \frac{1}{c^2} E$. Следовательно, опуская возбужденное ядро с высоты h до нулевой высоты, мы получим работу $M_1 gh$. Поднимая невозбужденное ядро, затрачиваем работу $M_0 gh$. Если бы квант, испущенный на нулевой высоте возбужденным ядром, мог бы быть резонансно поглощен на высоте h невозбужденным ядром, то цикл дал бы выигрыш ghE/c^2 , был бы возможен вечный двигатель первого рода.

Опыт как раз и заключается в том, что квант, испущенный на нулевой высоте, резонансно поглощается ядром на той же высоте, но выходит из резонанса, когда поглощающее ядро находится выше (или ниже) места испускания кванта.

Факт пропорциональности инертной и гравитационной масс, установленный Бесселем с точностью 10^{-4} и Этвешем с точностью 10^{-8} , вновь проверялся Дике²⁶ в США в 1960—61 гг. и был подтвержден уже с точностью 10^{-10} . Эта точность на 6 порядков превышает различие дефектов масс ядер разных сортов. С такой точностью, следовательно, установлено, что сила тяжести зависит именно от полной энергии (в смысле $E = mc^2$), а не от числа нуклонов.

Косвенно (но с убедительностью, пропорциональной точности опыта!) эти данные начисто отмечают всякую возможность антигравитации античастиц, поскольку античастицы имеют положительную энергию, точно так же, как и частицы.

Перейдем к теории. В какой мере обязательной является ОТО с ее представлением о неевклидовом пространстве-времени? Нельзя ли теорию гравитации строить по образцу электромагнитной, как теорию какого-то особого поля в евклидовом пространстве-времени? ОТО обязательна, необходима или только наиболее изящна?

Искривление светового луча в поле тяготения Солнца и поворот перигелия Меркурия дают количественное подтверждение эйнштейновской теории. Все же остается вопрос, нет ли какой-то теории, не пользующейся понятием кривизны пространства, но объясняющей те же факты.

На общезначимом языке любопытное соображение неожиданно составляет квантовая теория. В самом деле, как отмечено в начале параграфа, энергия кванта должна меняться при движении кванта в гравитационном поле. Для кванта как частицы это неудивительно. Однако, соотношение $E = \hbar\omega$ приводит к тому, что изменение энергии кванта есть изменение частоты, т. е. должно интерпретироваться как изменение течения времени. Но в силу связи пространства и времени уже в специальной теории это приводит к идеям ОТО.

Более формально воспользуемся способом, который был применен для электромагнитного взаимодействия. Известно, что законы сохранения энергии и импульса связаны с тем, что в законы физики не входят прямо (т. е. без знака дифференциала) сами время и координаты. Законы физики инвариантны относительно смещения по времени и пространству. Связь между этой инвариантностью и сохранением энергии и импульса установлена немецкой женщиной-математиком Эми Нётер. Таким образом, для энергии и импульса смещение Δt и Δx играет ту же роль, что для заряда умножение ψ на $e^{iZ\alpha}$.

Теперь по аналогии с переходом от числа α к $\alpha(x, y, z, t)$ примем, что Δt и Δx сами суть функции x, y, z, t . Мы получим теорию, в которой тождественно взаимодействие с новым полем зависит от сохраняющихся величин энергии и импульса, как в электромагнитной теории взаимодействие зависит от сохраняющейся величины заряда.

Но смещения времени и координаты, зависящие от самих x и t , т. е. разные в разных точках пространства, неизбежно приводят к искривлению пространства-времени (Утияма ⁶⁵, см. также ²⁴). Таким образом, устанавливается необходимость схемы ОТО*).

В ОТО искривление пространства зависит от присутствия вещества, материи. Уравнения ОТО локальны, они имеют вид дифференциальных уравнений, связывающих функции, характеризующие свойства пространства-времени в данной точке (и их производные), с плотностью и потоком энергии и импульса в этой точке. ОТО приводит к выводу, что гравитационное взаимодействие также распространяется не мгновенно, а со скоростью света.

В пустоте, т. е. в пространстве, в котором нет частиц, наряду со статическим гравитационным полем возможны решения, соответствующие распространению так называемых гравитационных волн. Так, например, при вращении планеты вокруг Солнца или двойной звезды гравитационное поле в окружающем пространстве периодически меняется; однако, в силу конечной скорости распространения, поле в далекой точке меняется со сдвигом фазы относительно мгновенного расположения звезд.

Поле двух звезд отличается от поля точечной массы, помещенной в центре тяжести. Вблизи, там, где сдвиг фаз не существен (т. е. на расстоянии r меньшем $l = cT$, где T — период обращения), дополнительное поле порядка $\kappa Ma^2/r^4$, где a — расстояние между двумя звездами, κ — гравитационная постоянная (поле точки — $\kappa M/r^2$). Однако при $r > l$ поле двух звезд, вращающихся вокруг общего центра тяжести, спадает как r^{-1} , т. е. порядка $\kappa Ma^2/r(cT)^3$. Это поле на большом расстоянии — поперечное, меняющееся с периодом, равным половине периода обращения звезды, и представляет собой поле гравитационной волны.

Энергия системы двух звезд с течением времени уменьшается за счет излучения гравитационных волн; потеря энергии за один оборот порядка доли $(v/c)^5$ кинетической энергии вращения. Даже за астрономические времена эта величина мала. Оценки возможности генерирования и обнаружения гравитационных волн в земных лабораторных условиях приводят к величинам, лежащим далеко за пределами современной техники эксперимента.

Теория гравитационных волн в последнее время особенно четко была изложена в работе Ю. Б. Румера ⁶⁶ **). Как и в случае электромагнитных волн, можно квантовать и гравитационные волны, можно ввести понятие кванта этого поля — гравитона. В соответствии со скоростью распространения, равной c , мы должны считать равной нулю массу покоя гравитона. Можно показать, что спин гравитона равен 2; проекция спина на направление распространения может принимать 2 значения: $+2$ и -2 .

При движении двойных звезд и в т. п. процессах частоты малы, поле содержит много гравитонов, квантование его также излишне, как квантовое рассмотрение излучения мощной радиостанции.

В атомных и ядерных процессах в принципе возможно излучение отдельных высокочастотных гравитонов. Однако вероятность такого процесса ничтожно мала, в соответствии с малостью гравитационного взаимо-

*) Иной подход, при тех же выводах, см. в работе Фейнмана ⁹⁹.

**) См. также последнюю работу С. Мандельштама ¹⁰⁰.

действия по сравнению с электромагнитным взаимодействием. Вероятность излучения гравитонов даже в 10^{10} раз меньше, чем вероятность излучения пары нейтрино-антинейтрино (см. ⁴³, добавление в конце работы *).

Можно ли предполагать, что гравитационное взаимодействие нарушит законы сохранения, в частности закон сохранения барионов? Не может ли происходить аннигиляция барионов с вероятностью, пропорциональной гравитационной константе и поэтому ускользающей от наблюдения в лабораторных условиях? Такое предположение противоречит всей структуре ОТО. Поле тяжести меняет траектории частиц, но (первично, непосредственно) не вызывает их взаимного превращения; сравните это утверждение с принципом минимального электромагнитного взаимодействия, § 6.

Этот принцип не исключает того, что за счет совместного действия сильного или слабого взаимодействия и гравитации произойдет превращение одной частицы A в B в гравитационном поле или превращение A в $B +$ гравитон. Однако очевидно, что такой механизм может вызвать лишь те превращения, которые разрешены для сильного или слабого взаимодействия законами сохранения.

Более того, ясно, что все те превращения, которые могут происходить с испусканием гравитона, могут по законам сохранения происходить и без испускания гравитона, а с испусканием одного или двух гамма-квантов. Вероятность процессов с испусканием гравитонов подавляюще мала по сравнению с вероятностью процесса без гравитона, потому что мала гравитационная константа (умноженная на квадрат массы элементарных частиц) по сравнению с квадратом электрического заряда частиц ($\kappa M^2/\hbar c \sim 10^{-38}$, где κ — гравитационная константа, M — масса нуклона).

Поэтому испускание высокочастотных гравитонов в атомных и ядерных процессах и в процессах превращения элементарных частиц не играет никакой роли ни в лабораторных, ни в звездных, ни в космических условиях.

§ 18. СПОНТАННОЕ РОЖДЕНИЕ МАТЕРИИ И ПЕРЕМЕННОСТЬ КОНСТАНТ

Некоторые астрофизики выдвигали предположение о спонтанном рождении вещества во Вселенной ^{67, 68}. Причиной такого предположения явилось тяжелое расхождение между возрастом Земли ($\sim (3 \div 4) \cdot 10^9$ лет) и звезд (до $5 \cdot 10^9$ лет) и временем расширения Вселенной, которое в 1948—50 гг. оценивалось в $1,3 \cdot 10^9$ лет. Оценки времени расширения основаны на красном смещении спектра далеких туманностей, свидетельствующем о том, что эти туманности удаляются от нас со скоростью, пропорциональной расстоянию (явление Хевбла). Зная коэффициент h в выражении $v = hR$, можно найти момент в прошлом $T = 1/h$, когда плотность Вселенной была весьма велика. В действительности из-за взаимного притяжения скорость раньше была даже больше, а соответственно время разлета от состояния большой плотности до современного состояния $T \cong \frac{2}{3} \frac{1}{h}$, что и давало при $h = 1,7 \cdot 10^{-17}$ сек $T = 1,3 \cdot 10^9$. Вся картина Вселенной хорошо согласуется с Фридмановской теорией нестационарного мира, основанной на ОТО и предусматривающей возможность явления Хевбла.

Представлялось маловероятным, чтобы Земля образовалась до момента большой плотности материи.

Поэтому была предложена точка зрения ^{67, 68, 103, 104}, что повсеместно происходит рождение вещества в виде нейтронов или атомов водорода в количестве 10^{-43} г/см³ сек, т. е. один атом в 1 м³ за 300 000 лет. Это рождение вещества приводит к тому, что несмотря на разлет туманностей, средняя

*) Вероятность превращения пары электрон — позитрон в два гравитона вычислена в работе ¹⁰¹.

плотность вещества во Вселенной остается постоянной, существующее в настоящее время состояние Вселенной в среднем сохраняется неограниченно долго, и в прошлом, и в будущем.

За последние годы существенно изменились наши оценки межгалактических расстояний, и сейчас принимается $T \sim 10 \cdot 10^9$ лет. Таким образом, исчезло противоречие между возрастом Земли и звезд, с одной стороны, и временем расширения Вселенной, с другой. Остались лишь малоубедительные данные о возрасте некоторых звездных систем порядка $25 \cdot 10^{10}$ лет.

По существу теория спонтанного рождения теперь не нужна астрономам и не подтверждается косвенными наблюдательными данными.

Однако физики никогда и не верили в эту теорию, так как она требует отказа от теории относительности: предполагалось ведь, что материя рождалась покоящейся относительно среднего движения звезд. Тем самым вводилась определенная преимущественная система координат. Нарушался закон сохранения энергии *) и закон сохранения барионного заряда. Теория никогда не формулировалась (и не могла быть сформулирована) на языке квантовой теории частиц.

Отметим любопытный отклик экспериментатора ⁷⁰: при измерении γ -лучей на спутнике было отмечено, что если бы по Хойлю и Бербиджу ¹⁰⁴ рождались пары нуклон-антинуклон, а потом антинуклоны аннигилировали, — поток γ -квантов был бы на 2 порядка больше наблюдаемого **).

Были высказывания (Фаулер ⁷⁰), что в замкнутом мире, в поле тяжести, при наличии гравитационного дефекта массы, рождение пар не нарушает закона сохранения энергии, так как масса замкнутого мира была и остается равной нулю. Однако ОТО есть локальная теория, в ОТО есть локальный закон сохранения энергии в каждом элементе объема.

С точки зрения наблюдателя, находящегося в данном элементе объема, рождение пары всегда требует энергии $2Mc^2$, гравитационный потенциал данной точки не влияет на законы, сформулированные в системе координат наблюдателя, находящегося в этой точке.

Отметим в заключение, что локальный характер ОТО не согласуется с попытками некоторых авторов ⁷¹⁻⁷³ ввести влияние мира как целого на явления, происходящие в данной точке, и на физические константы, которые входят в законы природы.

Вследствие наблюдаемого расширения всей Вселенной с таких неправильных позиций можно было бы ожидать изменения физических констант со временем, со скоростью порядка 10^{-10} от своей величины в год: с такой скоростью в среднем меняются расстояния между галактиками.

Дирак ⁷¹ откровенно пишет, что эта выдвигаемая им точка зрения противоречит и общей теории относительности, и специальной. Каждый новый успех, новое подтверждение общей теории относительности опровергает спекулятивные предположения о переменности физических констант. Существует замаскированный вариант предположения о перемен-

*) Авторы теории утверждали, что спонтанное рождение согласуется с сохранением энергии: ведь у них средняя энергия единицы объема сохраняется, несмотря на расширение. Здесь имеет место чудовищная игра слов: ведь закон сохранения энергии в обычном понимании вовсе не означает сохранения средней энергии того объема, из которого энергия вытекает (в ходе расширения). Закон сохранения — это не $\frac{\partial \epsilon}{\partial t} = 0$, а $\frac{\partial \epsilon}{\partial t} = -d \vee v \epsilon$ (при $q=0$).

**) В последнее время Хойль ¹⁰³ предложил локальный, ковариантный вариант теории рождения. В этом варианте теории скорость рождения зависит от плотности материи в данной точке. Однако еще раньше отмечалось ⁶⁷, что такой вариант недопустим с точки зрения астрофизики (он привел бы к быстрому изменению масс звезд). Рождение материи со скоростью пропорциональной плотности легко опровергается и лабораторными опытами, так как это соответствовало бы радиоактивности любого вещества с периодом порядка 10^{10} лет легко наблюдаемой.

ности констант: исходя из фридмановской модели мира, характеризуют состояние мира средним радиусом кривизны пространства. Кривизна пространства — локальное понятие. Теперь в рамках локальной теории полагают, что составленная из физических констант длина пропорциональна радиусу кривизны пространства. Так как во фридмановском мире радиус меняется с течением времени, делают вывод, что физические константы также меняются с течением времени, впрочем на величину порядка 1 за 10^{10} лет, т. е. достаточно мало, чтобы затруднить наблюдение.

Однако такая псевдолокальная точка зрения не выдерживает критики: фридмановское решение имеет постоянную кривизну пространства лишь в приближении строго равномерного распределения плотности вещества! С учетом того, что вещество сосредоточено в отдельных звездах, кривизна сильнейшим образом меняется от точки к точке, зависимость констант от истинного локального значения кривизны приводила бы к сильнейшему различию констант на поверхности Земли и около Солнца и т. п. и, следовательно, полностью противоречит опыту.

В целом, в отличие от вопросов теории элементарных частиц, находящейся в процессе становления, теория гравитации, в форме общей теории относительности, может считаться законченной в своих принципиальных основах. В теории гравитации задача заключается в правильном применении теории к таким сложным объектам, как звезды и Вселенная как целое.

В прошлом химия и астрономия внесли огромный вклад в физику: таблица Менделеева, учение о молекулах, законы электролиза — легли в основу представлений о строении вещества; астрономия дала закон всемирного тяготения, первое измерение скорости света. Но сейчас, во второй половине XX века, по глубокому убеждению автора (впрочем, не разделенному многими его коллегами) было бы наивно ожидать от астрономии новых данных о ядерных реакциях, о рождении элементарных частиц, о законах общей теории относительности.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Б. Окунь, УФН 68, 449 (1959).
2. Б. В. Берестецкий, УФН 76, 25 (1962).
3. А. Салам, УФН 74, 141 (1961).
4. Я. Б. Зельдович, ДАН СССР 91, 1317 (1953).
5. Е. J. Kopinski, H. M. Mahmoud, Phys. Rev. 92, 1045 (1953).
6. Marx, Acta Phys. Hung. 3, 55 (1953).
7. Б. М. Понтекоров, ЖЭТФ 37, 1751 (1959); ЖЭТФ 39, 1166 (1960).
8. T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. Letts. 4, 307 (1960).
9. Э. М. Липманов, ЖЭТФ 37, 1054 (1959).
10. Ф. Райнес, УФН 77, 287 (1962).
11. Я. Б. Зельдович, УФН 59, 377 (1956).
12. E. Fermi, C. N. Yang, Phys. Rev. 76, 1739 (1949).
13. S. Sakata, Progr. Theor. Phys. 16, 686 (1956); С. Саката, Вопросы философии, № 6, 129 (1962).
14. М. А. Марков, Гипероны и К-мезоны, М., Физматгиз, 1958; ЖЭТФ 25, 527 (1953); ДАН СССР 101, 449 (1955).
15. Л. Б. Окунь, Диссертация, 1962; Лекции по теории слабых взаимодействий элементарных частиц, Препринт, ИТЭФ АН СССР.
16. Я. Б. Зельдович, ДАН СССР 97, 421 (1954).
17. А. Ф. Дунайцев, В. И. Петрухин, Ю. Д. Прокошкин, В. И. Рыкалин, ЖЭТФ 42, 1421 (1962).
18. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ 40, 319 (1961).
19. В. В. Владимировский, ЖЭТФ 39, 1062 (1960).
20. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ 33, 1531 (1957).
21. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ 39, 1483 (1960).
22. M. Bander, G. Feinberg, Preprint, Columbia Univers., 1959.
23. Я. Б. Зельдович, А. М. Переломов, ЖЭТФ 39, 1115 (1960).
24. В. Б. Адамский, УФН 74, 609 (1961).

25. T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. **98**, 1501 (1961).
26. R. H. Dicke, Scientific American **205** (12), 84 (1961).
27. М. Ю. Кобзарев, Л. Б. Окунь, ЖЭТФ **41**, 500 (1961).
28. R. S. Signell, R. E. Marshak, Phys. Rev. **109**, 1229 (1958).
29. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ **41**, 1609 (1961).
30. T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. **104**, 254 (1956).
31. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **32**, 407 (1957).
32. A. Salam, Nuovo cimento **5**, 299 (1957).
33. T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. **105**, 1671 (1957).
34. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **32**, 405 (1957).
35. D. R. Yennie, D. G. Ravenhall, R. N. Wilson, Phys. Rev. **95**, 500 (1954).
36. С. С. Санников, ЖЭТФ **40**, 237 (1961).
37. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ **41**, 912 (1961).
38. Б. М. Понтекоров, ЖЭТФ **34**, 247 (1958).
39. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ **40**, 637 (1961).
40. M. Gell-Mann, R. Feynman, Phys. Rev. **109**, 103 (1958).
41. С. С. Герштейн, Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ **29**, 698 (1955).
42. Б. М. Понтекоров, ЖЭТФ **36**, 1615 (1959).
43. Г. М. Гандельман, В. С. Пинаев, ЖЭТФ **37**, 1072 (1959).
44. G. Gamow, M. Schoenberg, Phys. Rev. **59**, 539 (1941).
45. M. Gell-Mann, Phys. Rev. Letts. **6**, 70 (1961).
46. H. J. Chiu, R. C. Stabler, Phys. Rev. **122**, 1317 (1961).
47. В. И. Ритус, ЖЭТФ **41**, 1285 (1961).
48. С. Г. Матинян, Н. Н. Целлосани, ЖЭТФ **41**, 1681 (1961).
49. В. С. Пинаев, ЖЭТФ **43** (1963) (в печати).
50. В. С. Пинаев, Вопросы космогонии, том 9, М., Изд-во АН СССР, 1963.
51. Fry et al., Phys. Rev. Letts. **8**, 132 (1962).
52. B. C. Maglic, L. W. Alvarez, A. H. Rosenfeld, M. L. Stevenson, Phys. Rev. Letts. **7**, 178 (1961).
53. И. Я. Померанчук, ЖЭТФ **34**, 725 (1958).
54. В. Н. Грибов, И. Я. Померанчук, ЖЭТФ **42**, 1141 (1962).
55. M. Gell-Mann, Phys. Rev. Letts. **8**, 263 (1962).
56. Г. Домокош, Препринт, ОИЯИ, Дубна, 1962.
57. Л. Д. Ландау, Доклад на Киевской конференции по частицам высоких энергий, 1958.
58. G. F. Chew, Препринт, 1962.
59. T. D. Lee, C. N. Yang, Markstein, Phys. Rev. Letts. **7**, 429 (1961).
60. В. В. Соловьев и И. С. Цукерман, ЖЭТФ **42**, 1252 (1962).
61. Э. М. Липманов, ЖЭТФ **43**, 893 (1961).
62. M. Gell-Mann, A. Pais, Phys. Rev. **97**, 1387 (1955).
63. A. Pais, O. Piccioni, Phys. Rev. **100**, 1487 (1955).
64. V. R. Pound, G. A. Rebka, Phys. Rev. Letts. **4**, 337 (1960).
65. R. Utiyama, Phys. Rev. **101**, 1597 (1956).
66. Ю. Б. Румер, ЖЭТФ **42**, 577 (1962).
67. H. Bondi, T. Gold, Month. Not. RAS (Lond.) **108**, 252 (1948).
68. F. Hoyle, Month. Not. RAS (Lond.) **108**, 372 (1948); **109**, 355 (1949).
69. W. L. Kraushaar, G. W. Clark, Phys. Rev. Letts. **8**, 106 (1962).
70. R. Fowler, The Origin of Nuclear Species в сб. Physics for the Engineer (Ed. Ridenour), New York, McGraw, 1961, стр. 188—189.
71. P. A. M. Dirac, Proc. Roy. Soc. **A165**, 199 (1938).
72. P. Jordan, Schwerkraft und Weltall, Vieweg, 1955; Zs. Phys. **157**, 112 (1959).
73. R. H. Dicke, Revs. Mod. Phys. **34**, 110 (1962).
74. R. Feynman, Theory of Fundamental Processes, Benjamin, New York, 1961.
75. J. Sakurai, Brandeis University Lectures, 1960.
76. J. Schwinger, Ann. Phys. **2**, 407 (1957).
77. А. И. Алиханов с соавт., ЖЭТФ **42**, 630 (1962).
78. G. Danby, J. M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, M. Misty, M. Schwartz, J. Steinberger, Phys. Rev. Letts. **9**, 36 (1962).
79. P. Depommier, J. Heintze, A. Mukhin, C. Rubbia, K. Winter, Phys. Letts. **2**, 23 (1962).
80. J. S. Bell, Nuovo cimento **24**, 452 (1962).
81. А. М. Переломов, ДАН СССР **146**, 75 (1962).
82. R. Dicke, Phys. Rev. **126**, 580 (1962).
83. J. Sakurai, Ann. Phys. **11**, 1 (1960).
84. Fujii, Progr. Theor. Phys. **21**, 232 (1962).
85. А. И. Алиханов, Ю. В. Галактионов, Ю. В. Городков, Г. П. Елисеев, В. А. Любимов, ЖЭТФ **38**, 1918 (1960).

86. R. E. Marshak, E. C. G. Sudarshan, Phys. Rev. **109**, 1860 (1958).
 87. R. K. Bardin, C. A. Barnes, W. A. Fowler, P. A. Seeger, Phys. Rev. **127**, 583 (1962).
 88. V. Telegdi, Phys. Rev. Letts. **8**, 327 (1962).
 89. Б. М. Понтекоров с сопр., ЖЭТФ **43**, 355 (1962).
 90. А. И. Алиханов, Г. П. Елисеев, В. А. Любимов, ЖЭТФ **39**, 587 (1960).
 91. H. Y. Chiu, Phys. Rev. **123**, 1040 (1961).
 92. H. Y. Chiu, Ann. Phys. **15**, 1 (1961).
 93. H. Y. Chiu, R. Stothers, Astrophys. J. **135**, 963 (1962).
 94. G. Alexander, S. Almeida, F. Crawford, Phys. Rev. Letts. **9**, 69 (1962).
 95. A. Barbaro-Galtieri, W. Barkas, H. Heckman, J. Patrick, F. Smith, Phys. Rev. Letts. **9**, 26 (1962).
 96. G. Feinberg, A. Pais, Phys. Rev. Letts. **8**, 341 (1962).
 97. В. Н. Грибов, И. Я. Померанчук, ЖЭТФ **43**, 308 (1962).
 98. И. Ю. Кобзарев, Л. Б. Окунь, Препринт ИТЭФ, 1962.
 99. R. P. Feynman, Conference on the Role of Gravitation, Univers. North Carolina, Wright Air Developm. Cent., March 1957, стр. 199.
 100. S. Mandelstam, Ann. Phys. **19**, 25 (1962).
 101. Ю. С. Владимиров, ЖЭТФ **43**, 89 (1962).
 102. Я. В. Зельдович, Атомная энергия **13** (1963) (в печати).
 103. F. Hoyle, Month. Not. Roy. Astron. Soc. (Lond.) **120**, 256 (1960).
 104. G. R. Burbidge, F. Hoyle, Nuovo cimento **4**, 558 (1956).
-