

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

## НЕЙТРИНО \*)

*Фр. Рейнес и Кл. Л. Коуэн мл.*

Каждое новое открытие в естественных науках расширяет и углубляет наши знания о вселенной. Но по временам эти успехи в изучении вселенной поднимают новые и более глубокие вопросы, нежели те, на которые уже был дан ответ. Так было в случае открытия и исследования радиоактивного процесса бета-распада. В этом процессе атомное ядро спонтанно испускает отрицательный или положительный электрон и, таким образом превращается в другой элемент, с тем же массовым числом, но с зарядом ядра, отличающимся от исходного элемента на один электронный заряд. Как можно было ожидать, интенсивное исследование этой интересной алхимии природы пролило много света на проблемы, относящиеся к атомному ядру. Однако уже в самом начале возникла новая проблема, когда оказалось, что бета-распад сопровождается загадочной потерей энергии распадающимся ядром<sup>1</sup> и что эта энергия не может быть перехвачена прибором, в котором происходит распад<sup>2</sup>. Одно из возможных объяснений состояло в том, что законы сохранения (на которых покоится все здание современной науки) не применимы в области субатомных размеров. Другое объяснение, при котором законы сохранения должны иметь место, было предложено в 1933 г. Вольфгангом Паули, который постулировал существование новой элементарной частицы<sup>3</sup>, чтобы объяснить потерю энергии ядром. Эта частица, согласно гипотезе Паули, должна испускаться ядром одновременно с электроном; она не должна уносить электрический заряд, но должна уносить недостающую энергию и количество движения, причем она должна ускользать из лабораторной установки, не будучи обнаруженной.

Понятие об этой призрачной частице было использовано Энрико Ферми (который назвал ее «нейтрино») при построении его количественной теории бета-распада<sup>4</sup>. Как хорошо известно, эта теория, лишь с небольшими изменениями, имела все большие и большие успехи в применении к ядерным проблемам, что уже само является весьма убедительным аргументом в пользу справедливости гипотезы Паули. Однако были предложены многочисленные добавочные экспериментальные проверки, которые должны были подкрепить гипотезу нейтрино и дать добавочную информацию относительно его свойств. Наиболее характерное свойство этой частицы, которое как раз и делает ее допущение правдоподобным, — именно ее способность уносить энергию и количество движения, не будучи доступной обнаружению, — ограничивает эти проверки измерениями доступных наблюдению деталей самого процесса распада: спектра энергии, векторов импульса и энергетических состояний, связанных с испускаемым электроном и с дочерним ядром распада<sup>5</sup>. Таким путем, например, верхний предел массы покоя нейтрино, равный одной пятисотой массы

\*) F. Reines, C. Cowan, jun. The neutrino. Nature 178, 446 (1956).

покоя электрона, был установлен тщательным измерением спектра бета-энергии распада трития вблизи его конечной точки<sup>6</sup>; обычно допускается, что масса покоя нейтрино тождественно равна нулю.

В то время, как не существует теоретических оснований для ожидания конечной величины массы покоя нейтрино, можно ожидать, что существует, хотя и малый, но конечный магнитный момент нейтрино — быть может порядка  $10^{-10}$  магнетона Бора. Этот подсчет основан на учете виртуальных состояний, в которых может существовать нейтрино при превращении других частиц<sup>7</sup>. Верхний предел  $2 \cdot 10^{-10}$  электронных магнетонов Бора был установлен для магнитного момента путем расчетов, относящихся к максимальной передаче тепла Земле от Солнца, через посредство нейтрино<sup>8</sup>. Недавно мы нашли уточненный верхний предел в  $10^{-9}$  электронных магнетонов Бора, пользуясь большим сцинтилляционным детектором, расположенным вблизи реактора завода Саванна Ривер Комиссии по атомной энергии Соединенных Штатов Америки. Наблюдалось количество отдельных импульсов в интервале энергии 0,1—0,3 Мэв в 370 галлонах жидкого сцинтиллятора. При этом все изменения, обусловленные изменениями мощности реактора, приписывались электронам, отдачи в жидкости, возникающим в результате взаимодействий с магнитными моментами нейтрино. Можно надеяться, что этот предел будет в дальнейшем улучшен путем измерения фона гамма-лучей и нейтронов.

Теория Паули — Ферми требует, чтобы нейтрино несли не только энергию и импульс, приобретаемый от бета-распадающих ядер, но также и момент импульса или спин. Простейший из бета-процессов есть распад свободного нейтрона<sup>9</sup>, протекающий по уравнению

$$n^0 \rightarrow p^+ + \beta^- + \nu_- \quad (1)$$

Так как частицы, принимающие участие в процессе (1), — нейтрон, протон и бета-частица — все имеют полуцелый спин, необходимо приписать также и нейтрино квантовое число спина  $1/2$  для того, чтобы сбалансировать моменты импульса в уравнении (1), где любые две из трех частиц в правой части должны быть ориентированы векторами спина антипараллельно. Поэтому, все четыре частицы, фигурирующие в уравнении (1), являются фермионами и подчиняются релятивистскому уравнению Дирака для частиц спина  $1/2$ . Отсюда следует, что каждой из этих частиц должна соответствовать античастица, из которых пока идентифицированы только две: антиэлектрон (или позитрон) и антипротон. Античастица, соответствующая нейтрино в уравнении (1), может быть получена путем перестановки членов следующим образом:

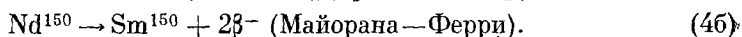
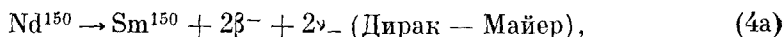
$$p^+ \rightarrow n^0 + \beta^+ + \nu_+ \quad (2)$$

Этот процесс наблюдается в позитронном распаде радиоактивных ядер с избыточными протонами, где протон и дочерний нейтрон оба являются нуклонами ядра. Дальнейшая перестановка ведет к реакции

$$\beta^- + p^+ \rightarrow n^0 + \nu_+ \quad (3)$$

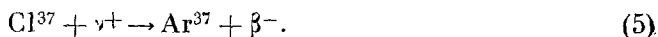
Это уравнение описывает захват электрона, принадлежащего одной из внутренних оболочек атома, ядерным протоном; оно эквивалентно уравнению (2). Таким образом, возникает вопрос об идентичности нейтрино  $\nu_+$ , появляющегося в уравнениях (2) и (3), с нейтрино  $\nu_-$ , появляющимся в уравнении (1). Поскольку не измерены ни конечная масса, ни магнитный момент для каждого из двух видов нейтрино, у нас нет оснований для допущения, что они на самом деле тождественны. Правило алгебраического сохранения фермионов, которое утверждает, что фермионы возникают или исчезают парами частица — античастица, — это правило

требует, чтобы частица  $\nu_-$  в уравнении (1) была названа «антинейтрино», так как она испускается одновременно с отрицательным электроном. Тождественность или нетождественность нейтрино  $\nu_+$  и антинейтрино  $\nu_-$  хотя и недоступна для наблюдения в простом бета-распаде, может быть установлена путем измерения константы распада двойного бета-распада некоторых изотопов. Этот процесс был изучен теоретически Гешперт-Майер<sup>10</sup> для случая, в котором нейтрино не тождественны с антинейтрино и Ферри<sup>11</sup>, для случая, в котором оба нейтрино тождественны, как было предположено Майорана<sup>12</sup>. В качестве типичного случая был рассмотрен двойной  $\beta$ -распад  $\text{Nd}^{150}$



Если нейтрино и антинейтрино тождественны, то виртуальное испускание одного нейтрино и его непосредственная реабсорбция ядром эквивалентны реальному испусканию двух нейтрино, т. е. должно иметь место уравнение (4b). Это взаимное «сокращение» (в алгебраическом смысле) невозможно, если нейтрино и антинейтрино различны. Периоды полураспада для процессов (4), как было показано Примаковым<sup>13</sup> и Конопинским<sup>14</sup>, в обоих случаях весьма различны, а именно для уравнения (4a) период порядка  $10^{19}$  лет, а для (4b) — порядка  $10^{15}$  лет, причем энергия распада равна  $5,4 \text{ Мэв}$ . Далее, в случае Майорана — Ферри надо ожидать, что спектр полной энергии будет линейным.

Что не существует периода, согласующегося с уравнением (4b), было показано для ряда защищенных изотопов<sup>15</sup> Кальштейном и Либби, затем Файрменом и Шварцером в случае  $\text{Sn}^{124}$ , Аушаломом — для  $\text{Ca}^{48}$  и, наконец, нашими сотрудниками и нами — для  $\text{Nd}^{150}$ . В случае эксперимента с  $\text{Nd}^{150}$  был установлен нижний предел времени жизни  $4 \cdot 10^{18}$  лет для распада по типу Майорана — Ферри. Этот предел следует сравнить с разумным числом  $1,3 \cdot 10^{15}$  лет, вычисленным, как уже было сказано, для распада по схеме Майорана — Ферри, и для тождественных нейтрино получается (при самых жестких предположениях)  $6 \cdot 10^{17}$  лет. Таким образом, надо заключить, что нейтрино и антинейтрино суть различные частицы с еще не установленным «различием». Это заключение, далее, подтверждается отрицательным результатом эксперимента, недавно описанного Р. Дэвисом<sup>16</sup>, который пользовался реакцией



Хлорные мишени представляли собой 1000 галлонов четыреххлористого углерода, расположенного вблизи большого реактора; жидкость испытывалась на присутствие  $\text{Ar}^{37}$ . Обломки деления, богатые нейтронами, должны испускать только антинейтрино  $\nu_-$ .

Между тем как тщательное рассмотрение экспериментальных доказательств для всех членов уравнения  $\beta$ -процесса, кроме нейтрино, может дать подтверждение существования нейтрино, его реальность убедительно может быть доказана только прямым наблюдением самого нейтрино. Если нейтрино есть реальная частица, уносящая недостающую энергию и импульс из места, где происходит  $\beta$ -распад, то обнаружение этих недостающих энергий и импульса в другом месте будет доказывать реальность нейтрино. Так, если отрицательный  $\beta$ -распад, изображаемый уравнением (1), может быть связан в другом месте с реакцией



которая будет наблюдена с предсказуемой скоростью, то цикл будет замкнут. Выражение для эффективного сечения было получено путем приме-

нения принципа детального равновесия к уравнению (1) при помощи известных данных: константы распада и спектра энергии электронов для  $\beta$ -распада свободного нейтрона

$$\sigma = \left( \frac{G^2}{2r} \right) \left( \frac{\hbar}{mc} \right)^2 \left( \frac{p}{mc} \right)^2 \frac{1}{\frac{v}{c}} \text{ см}^2, \quad (7)$$

где  $\sigma$  — сечение в  $\text{см}^2$ ,  $G^2$  — безразмерная константа  $\beta$ -связи, основанная на распаде нейтрона<sup>9</sup>;  $p$ ,  $m$ ,  $v$  — соответственно импульс, масса и скорость испускаемого позитрона,  $c$  — скорость света и  $2\pi\hbar$  — постоянная Планка — все в единицах CGS. Для нейтрино с энергией  $3 \text{ Мэв}$ , падающих на свободные протоны, это сечение равно  $10^{-43} \text{ см}^2$ . Явное решение уравнения (6) для сечения в функции энергии нейтрино дает

$$\sigma = 1,0 \cdot 10^{-44} (E - a) \sqrt{(E - a)^2 - 1} \text{ см}^2, \quad (8)$$

где  $a+1 (=3,53)$  есть пороговое значение энергии для реакции, а  $E$  — энергия нейтрино, та и другая величина в единицах  $m_e c^2$ . Порог для протона, связанного в ядре, выше на величину разности энергии между ядром-мишенью и дочерним ядром. Интересно отметить, что проникаемость материи для нейтрино малой энергии ( $E < (a+1)$ ) получается равной бесконечности и она очень велика для нейтрино с энергией всего в несколько  $\text{Мэв}$ ; в последнем случае средняя длина пути для абсорбции сравнима с радиусом вселенной.

Уравнение (6) может быть использовано в эксперименте, в котором большое число водородных атомов служит мишенями для интенсивного потока нейтрино, причем используется детектор, способный регистрировать одновременное возникновение позитрона и нейтрона. Подобный прямой эксперимент стал возможен благодаря большому количеству  $\beta$ -источателей в виде продуктов деления, сконцентрированных в мульти-мегаваттных реакторах, и успехам техники детектирования с помощью жидких сцинтилляторов. Оценка потока нейтрино от больших реакторов показывает, что в 50 литрах воды, расположенной вблизи реактора, реакцию (6) должны испытывать несколько протонов в час. В таком случае проблема состоит в наблюдении этих событий относительно фона нейтронов и  $\gamma$ -лучей реактора, естественной радиоактивности и космических лучей. Попытка в этом направлении была сделана нами в 1953 г. в эксперименте, проведенном на Хэнфордском заводе Комиссии по атомной энергии<sup>17</sup>. Протонные мишени представляли собой 300 литров жидкого сцинтиллятора (толуол плюс следы терфенила и альфа — нафта — фенилокеайол, в котором был растворен пропионат кадмия). Наблюдалось число запаздывающих совпадений пар импульсов, причем первая пара приписывалась аннигиляции позитрона, а вторая — захвату нейтрона кадмием; наблюдаемое число отсчетов было  $0,4 \pm 0,2$  в минуту, в согласии с предсказанным количеством, при условии значительного снижения упомянутого выше фона. Отношение сигнала к полному фону было, однако, еще очень низким ( $1/20$ ), ввиду чего дальнейшее изучение сигнала было непрактичным и результаты можно было считать лишь ориентировочными. Тем не менее на основе Хэнфордского эксперимента видно было, что проблема обнаружения разрешима определенным образом, и был спроектирован второй эксперимент<sup>18</sup> с целью дальнейшего снижения фона и возможности проверки каждого члена уравнения (6) независимо от остальных.

На рис. 1 приведена схема обнаружения, примененная в этом опыте. Последовательность событий, изображенных на этой схеме, такова: нейтрино, возникающее при распаде обломка деления в реакторе, вызывает превращение протона-мишени в нейтрон с одновременным испусканием

позитрона. Позитрон захватывается одним из электронов воды, причем возникают два  $\gamma$ -фотона аннигиляции с энергией  $0,51 \text{ Мэв}$  каждый. Эти  $\gamma$ -фотоны должны одновременно детектироваться счетчиками I и II. Нейтрон замедляется и диффундирует в течение нескольких микросекунд и в конце концов захватывается кадмием, давая несколько  $\gamma$ -фотонов (в сумме  $9 \text{ Мэв}$ ), которые в свою очередь отмечаются счетчиками I и II. Таким образом, мы получаем быстрое совпадение, за которым через несколько микросекунд следует второе быстрое совпадение, чем и фиксируется вполне определенная последовательность событий.

Общий объем установки определяется числом событий, ожидаемых за час на литр воды, а также эффективностью детектирования, на какую можно надеяться. Важнейшим фактором в геометрии установки и эффективности обнаружения является поглощение аннигиляционного излучения самой водой. Предварительные опыты и подсчеты показали, что оптимальная толщина воды должна быть равна  $7,5 \text{ см}$ . Так как для получения нескольких отсчетов в час общая эффективность предопределяла объем воды в 200 литров, то были использованы два бака размером  $1,9 \text{ м} \times 1,3 \times 0,07 \text{ м}$  каждый. Глубина жидкого сцинтилляционного детектора ( $61 \text{ см}$ ) была такова, чтобы поглотить  $\gamma$ -лучи захвата нейтрона кадмием с хорошей эффективностью и пропустить возникающий свет к концам детектора с минимальными потерями. Сцинтилляционная жидкость (триэтилбензон, терфенил и РОРОР — сместитель длины волны) рассматривалась с концов каждого детекторного бака 150-ю дюймовыми фотоумножителями Дюмонта, число которых определялось в первую очередь количеством света, испускаемым одной сцинтилляцией. Установка была смонтирована в виде «сендвича» с двумя баками-мишенями между тремя детекторными баками, образующими две существенно независимые триады, совместно использующие центральный детекторный бак. Весь детектор был заключен в свинцово-парафиновый защитный ящик и расположен глубоко под землей, вблизи одного из реакторов завода Саванна Ривер Комиссии по атомной энергии США. Сигналы от детекторов передавались через коаксиальные кабели электронному трайлеру, расположенному вне здания реактора. Сигналы анализировались в отношении высоты импульса и времени совпадения и, когда это было возможно, записывались фотографически с помощью трехлучевых осциллоскопов. На рис. 2 представлена запись события в нижней триаде. Вся система калибровалась с помощью плутониево-бериллиевого источника нейтронов и растворенного  $\text{Si}^{64}$  источника позитронов в баках-мишенях. Использовались также стандартизированные источники импульсов для контроля стабильности электроники. Кроме того, был использован ответ детектора на  $\mu$ -мезоны космических лучей для контроля работы детектора. После того, как прибор находился в работе 1371 час, включая как время, когда реактор работал, так и время, когда он не действовал, было найдено, что <sup>19</sup>:

1) Сигнал, зависящий от работы реактора, составляет  $2,88 \pm 0,22$  отсчета/час в соответствии с предсказанным <sup>20</sup> сечением ( $6 \cdot 10^{-44} \text{ см}^2$ ) при

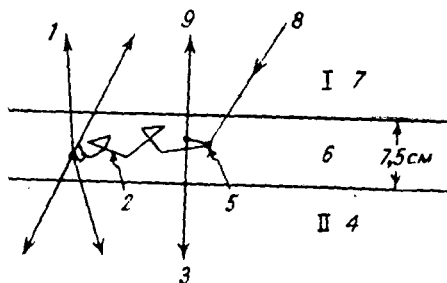


Рис. 1. Схематическая диаграмма детектора нейтрино. 1 —  $\gamma$ -квант от захвата нейтрона в кадмие, 2 — путь диффундирующего нейтрона, 3 —  $\gamma$ -квант от аннигиляции позитрона, 4 — жидкий сцинтилляционный детектор II, 5 — протон из мишени, 6 — мишень ( $\text{H}_2\text{O} + \text{CdCl}_2$ ), 7 — жидкий сцинтилляционный детектор I, 8 — нейтрино из реактора, 9 —  $\gamma$ -квант от аннигиляции позитрона.

условии, что отношение сигнала к фону, зависящему от реактора, равно 20/1. Отношение сигнала к фону, не зависящему от реактора, равно 3/1.

2) Разбавление раствора в легкой воде в баке-мишени тяжелой водой с тем, чтобы уменьшить плотность протонов до половины, вызывает умень-

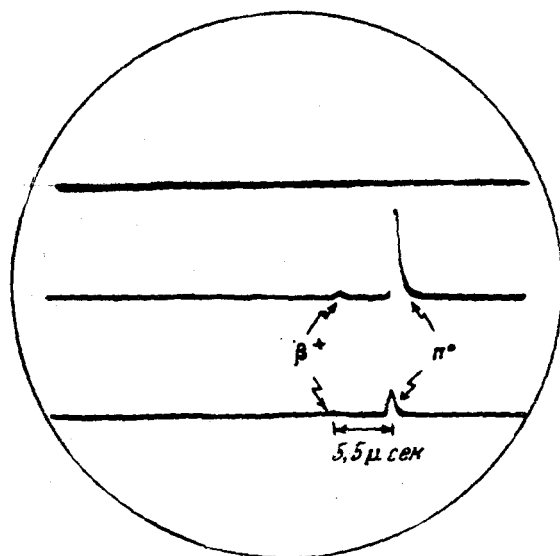


Рис. 2. Типичная запись. Каждый из показанных трех следов осциллографа соответствует определенному детекторному баку. Записанное событие произошло в нижней триаде. Прежде всего видны в совпадении импульсы  $\gamma$ -лучей, возникающие при аннигиляции позитрона в каждом баке; за ними через 5,5 микросекунды следуют более значительные «нейтронные» импульсы. Усиление в этом случае было выбрано таким, чтобы можно было измерять «нейтронные» импульсы. Работал также второй осциллоскоп параллельно с первым, но с большим усилением, чтобы можно было измерять позитронные импульсы.

Спектр второго импульса согласовался со спектром  $\gamma$ -лучей захвата кадмием, и удаление кадмия влекло за собой исчезновение сигнала реактора.

5) Излучение, исходящее от реактора в виде нейтронов и  $\gamma$ -лучей, исходило как источник сигнала двумя экспериментами. В первом — интенсивный америций-бериллиевый источник нейтронов располагался вне защитной оболочки детектора. Оказалось, что этот источник не только неэффективен в создании подходящих совпадений с задержкой, но и спектр его первого импульса оказался не соответствующим требуемому сигналу в том отношении, что он монотонно убывал с возрастанием энергии. Во втором эксперименте дополнительная защита, которая должна была снижать по крайней мере в 10 раз нейтроны и  $\gamma$ -лучи реактора, не вызвала изменений в сигнале реактора, за исключением статистических флуктуаций, упомянутых в п. 1.

Таким образом, почленная проверка уравнения (6) показала, что свободный нейтрино доступен наблюдению вблизи мощного реактора.

Получение достаточно интенсивных потоков нейтрино от реакторов открывает ряд интересных возможностей. Одна из них связана с использованием тяжелой воды для разбавления протонных мишеней, как это было описано выше. Эта проверка целесообразна потому, что пороговое

шение вдвое сигнала, зависящего от работы реактора. При этом эффективность детектирования нейтронов, измеренная с помощью плутониево-бериллиевого источника, оставалась неизменной.

3) Было показано, что первый импульс пары детекторов обусловлен аннигиляционным излучением позитрона. Контролем служили следующие испытания: спектр излучения совпадал со спектром позитронного аннигиляционного излучения  $\text{Si}^{64}$ , растворенной в воде; излучение поглощалось ожидаемым образом тонким слоем свинца, расположенным между баком-мишенью и одним из детекторов.

4) Второй импульс пары детекторов был идентифицирован, как вызванный захватом кадмием нейтрона, который был рожден одновременно с позитроном. Основанием служило распределение времени захвата по сравнению как с вычисленным, так и с наблюдаемым с источником нейтронов.

значение энергии для взаимодействия нейтрино с дейтроном на 2,2 Мэв, т. е. на величину энергии связи дейтрона, выше пороговой энергии для уравнения (6), вследствие чего сечение будет на порядок величины меньше. Другие соображения снижают его до еще более низкой величины. Однако взаимодействие нейтрино — дейтрон интересно само по себе, так как имеются две возможности:

$$\nu_- + D \rightarrow \beta^+ + n + p, \quad (8a) \quad \nu_- + D \rightarrow \beta^+ + p_2, \quad (8b)$$

где  $p_2$  — связанное состояние бинейтрона<sup>21</sup>, до сих пор не наблюдавшееся. Если бы наблюдение подтвердило реакцию (8a), тогда тщательное измерение ее интенсивности по сравнению с реакцией (6) и знание спектра нейтрино деления позволило бы осуществить прямое определение отношения констант связи бета-распада Ферми и Гамова — Теллера. Это следует из того факта, что константа связи в уравнении (6) содержит смесь обоих типов, тогда как в уравнении (8a) она представляет собой только константу Гамова — Теллера. Если же, с другой стороны, наблюдалась бы реакция по уравнению (8b), то имели бы место не только изложенные соображения, но и существование связанного состояния бинейтрона, которые в силу принципа Паули должно было бы быть сингулетным состоянием (антипараллельные спины), давало бы прямой ответ на вопрос о зависимости ядерных сил от заряда. Это следует из того, что сингулетное состояние системы (п, р) известно, как состояние несвязанное. Так как два нейтрона в уравнении (8a), будучи созданы нейтрино обломков деления, могут обладать энергией всего в несколько киловольт и так как они покидают событие в состояниях с антипараллельными спинами, то условия представляются благоприятными для образования бинейтрона, даже если бы его энергия связи составляла всего десятки киловольт.

Со времени предложения гипотезы нейтрино Паули и успеха этой гипотезы в применении к теории  $\beta$ -распада Ферми участие подобных частиц было предположено в наблюдавшемся распаде некоторого числа мезонов<sup>22</sup>. Возникает вопрос о тождественности этих нейтриноподобных частиц с нейтрино распада нуклонов. Следует отметить, что в ядерном  $\beta$ -распаде начальное и конечное ядра — оба, очевидно, взаимодействуют сильно с ядрами. Это не имеет места в ( $\pi$ ,  $\mu$ )-распаде, где испускание «нейтрино» превращает взаимодействие тяжелых частиц от сильного к слабому. Далее, несмотря на кажущееся равенство матричных элементов ядерного  $\beta$ -распада и матричных элементов, связанных с ( $\mu$ ,  $\beta$ )-распадом, как начальные, так и конечные продукты последнего взаимодействуют с ядрами слабо.

Нейтрино есть самый малый объект физической реальности, до сих пор познанный человеком; самый большой объект есть вселенная. Попытка понять кое-что об одном из этих объектов через посредство другого означает попытку перекрыть масштаб, внутри которого лежат все проявления законов природы. И вот, несмотря на наше смутное знание этих крайних пределов, возникают проблемы, поглощающие наше воображение. Если ядерные реакции играют роль в катастрофическом «рождении» вселенной — как это и предполагается, — какая доля первичной энергии была быстро превращена в энергию необратимого поля нейтрино? Остаются ли эти нейтрино захваченными обычным полем тяготения и если так, то какова их нынешняя плотность, их спектр энергии и угловое распределение? Если нейтрино имеет нулевую массу покоя, то следует ли при обсуждении их гравитационного потенциала рассматривать их как «материальные» частицы или в связи с электромагнитным полем излучения? Проблема открытия этих конечных продуктов всяких процессов возникновения ядерной энергии и измерения их характеристик представляет смелый вызов физике нынешнего дня.

## СВОЙСТВА НЕЙТРОНОВ

Спин  $1/2 \hbar$ .Масса  $< 1/500$ , если вообще отлична от нуля.

Заряд 0.

Магнитный момент  $< 10^{-9}$  магнетона Бора.Сечение для реакции  $\nu_{-} + p^{+} \rightarrow \beta^{+} + n^{0}$  при  $3 \text{ Мэв} = 10^{-43} \text{ см}^2$ .Нейтрино  $\nu_{+}$  не тождественно с антинейтрино  $\bar{\nu}_{-}$ .

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА И ПРИМЕЧАНИЯ

1. Чадвик открыл, что  $\beta$ -спектр — сплошной. Л. Мейтнер в 1922 г. обратила внимание на то, что квантованное ядро не должно испускать сплошной спектр, а Эллис установил несохранение энергии из опытов с испускаемыми электронами. J. Chadwick, Verh Deutsch. Phys. Ges. 16, 383 (1914); C. D. Ellis, Internat Conf. on Physics 15, 209 (1934).
2. Ellis and Wooster, Proc. Roy. Soc. A117, 109 (1927); J. Chadwick and D. E. Lea, Proc. Camb. Phil. Soc. 30, 59 (1934); M. E. Nahmias, Proc. Camb. Phil. Soc. 31, 99 (1935); C. S. Wu, Phys. Rev. 59, 481 (1941).
3. W. Pauli, Rapports du Septieme Conseil de Physique Solvay, Brussels, 1933 (Gauthier Villars, Paris, 1934).
4. E. Fermi, Z. Physik. 88, 161 (1934).
5. Мы здесь не можем описывать многих прекрасных и трудных экспериментов, в которых измерялась отдача ядер, испускающих нейтрино ( $\sim 8 - 200 \text{ эв}$ ). Обзор этих экспериментов можно найти в книге: Siegbahn, Beta and Gamma Ray Spectroscopy (Interscience Publishers, Inc., New York, 1955).
6. L. M. Langer and R. J. D. Moffat, Phys. Rev. 88, 689 (1952); Hamilton, Alford and Gross, Phys. Rev. 92, 1521 (1953).  
Этот вопрос детально рассмотрен в статье By, помещенной в книге Зигбана (см. 6). Мы приводим предельное значение, осторожно оцененное д-ром By.
7. F. G. Houtermans und W. Thirring, Helv. Phys. Acta 27, 81 (1954).  
Г. Бете дал соотношение между спектром электронов отдачи и энергией и магнитным моментом нейтрино: Proc. Camb. Phil. Soc. 31, 108 (1935).
8. H. R. Crane, Revs. Mod. Phys. 20, 278 (1948).  
В этой статье суммированы также попытки открытия нейтрино, сделанные до 1948 г. Состояние вопроса о нейтрино в 1936 г. дано в статье H. A. Bethe and R. F. Bacher, Revs. Mod. Phys. 8, 82 (1936).
9. A. H. Snell and L. C. Miller, Phys. Rev. 74, 1714 A (1948); A. H. Snell, F. Pleasanton and R. V. McCord, Phys. Rev. 78, 310 (1950); J. M. Robson, Phys. Rev. 78, 311 (1950), 83, 349 (1951).
10. M. Goerpert-Mayer, Phys. Rev. 48, 512 (1935).
11. W. H. Furry, Phys. Rev. 56, 1184 (1939).
12. E. Majorana, Nuovo Cim. 14, 171 (1937).
13. H. Primakoff, Phys. Rev. 85, 888 (1952).
14. E. J. Konopinski, Los Alamos Report LAMS 1949 (1955).
15. M. I. Kalkstein and W. F. Libby, Phys. Rev. 85, 368 (1952); E. L. Fireman and D. Schwartz, Phys. Rev. 86, 451 (1952); F. B. Harrison, L. M. Langer and F. Reines, Nuovo Cim. 3, 649 (1956).
16. R. Davis (мл.), Amer. Phys. Soc. Washington, D. C. Meeting, 1956. Этот эксперимент первоначально был предложен Понтекорво и обсужден Альваресом в отчете UCRL — 328 (1949).
17. F. Reines and C. L. Cowan jun., Phys. Rev. 90, 492 (1953); 92, 830 (1953).
18. C. L. Cowan jun. and F. Reines, Amer. Phys. Soc., New York, Meeting, January 1954.
19. C. L. Cowan jun. and F. Reines, Postheadline Paper, Amer. Phys. Soc., New Haven Meeting, June 1956; Cowan, Reines, Harrison, Kruse and Mc Guire, Science 124, 103 (1956).
20. Спектр нейтрино был выведен из спектра  $\beta$ -распада обломков деления, измеренного Мюльгаузе в Брукхейвенской национальной лаборатории. Д-р Мюльгаузе любезно сообщил авторам свои результаты до их опубликования.
21. Аргументы за и против существования «бинейтрона», называемого также «динейтроном», рассмотрены Б. Т. Фельдом в его статье о нейтроне, помещенной в изданной под редакцией Э. Сегре «Экспериментальной ядерной физике», т. II.
22. S. Oneda and A. Wakasa обсуждают классы взаимодействия между элементарными частицами в Nucl. Phys. 1, 445 (1956).