

ГИПОТЕЗА О НЕЙТРИНО И НОВЫЕ ПОДТВЕРЖДАЮЩИЕ ЕЁ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

А. П. Гринберг

Вряд ли можно назвать ещё одну гипотезу, которая занимала бы в науке такое своеобразное положение, как гипотеза о существовании нейтрино. Предложенная Паули более 12 лет тому назад для объяснения загадки β -распада, она из-за своей простоты и убедительности завоевала всеобщее признание и в настоящее время осталась единственной, дающей приемлемую интерпретацию наблюдаемых при β -распаде фактов. С течением времени всё новые и новые экспериментальные данные из различных областей ядерной физики, а также теоретические вопросы, с одной стороны, для своего объяснения требовали привлечения той же гипотезы о существовании нейтрино, а с другой стороны, доставляли дополнительные свидетельства в её пользу. Неудивительно поэтому, что физики уже привыкли говорить о нейтрино, как о реальной частице. Вместе с тем, до сих пор никому не удалось прямыми опытами доказать, что нейтрино действительно существует в природе. Более того, в настоящее время невозможно даже указать метод, с помощью которого можно было бы пытаться открыть нейтрино в свободном состоянии. Тем большее значение в вопросе об экспериментальном подтверждении гипотезы о нейтрино приобретают косвенные доказательства реальности нейтрино. Среди таких доказательств наиболее прямое и убедительное может быть получено путём изучения отдачи ядер при радиоактивном распаде. Несколько работ такого рода были осуществлены уже давно, но ни к каким определённым результатам не привели. Лишь в 1941 г. американский физик Джемс Аллен, выполнив своё замечательное исследование, дал тот последний и наиболее веский из целой серии аргументов в пользу существования нейтрино, получения которого так давно добивались экспериментаторы. Эту работу, несомненно, можно рассматривать как доказательство существования нейтрино.

До изложения работы Аллена необходимо остановиться на сущности проблемы β -распада, на предпосылках, заставивших выдвинуть гипотезу о нейтрино, и на тех попытках экспериментально доказать её, какие были сделаны до Аллена.

ПРОБЛЕМА β -РАСПАДА И РАЗЛИЧНЫЕ ПОПЫТКИ ЕЁ РЕШЕНИЯ

β -радиоактивность, как известно, представляет собой самопроизвольное испускание быстрых электронов ядрами некоторых радиоактивных элементов; при этом элемент с атомным номером Z превращается в элемент с номером $Z+1$. Примерами β -активных веществ могут служить RaB, RaC, ThB и др.

В раннем периоде изучения β -радиоактивности первичным ядерным излучением считались те группы однородных по энергии электронов, на которые расщепляется β -излучение в магнитном спектрографе (опыты Байера и Гана¹, 1910 г.).

Работы Рёзерфорда и его школы показали, что этот линейчатый спектр электронов возникает в результате вторичных процессов, разыгрывающихся в атоме, что эти электроны не являются первичными и не они вылетают из ядра при β -распаде. К этому же времени было обнаружено то излучение, которое можно было считать первичным, ядерным: в 1914 г. Чадвик² нашёл, что электроны с однородными энергиями составляют лишь очень небольшую долю всего электронного излучения β -активного вещества; помимо этих групп имеется гораздо большее число электронов, скорости которых распределены непрерывным образом в весьма широкой области. Целый ряд дальнейших экспериментов дал сведения о форме этого распределения—о форме непрерывного спектра β -частиц, а также показал, что для каждого β -активного вещества существует вполне определённая верхняя граница скорости β -частиц (последний вопрос долгое время был спорным и был окончательно решён только в 1933 г. благодаря работам Сарджента). На рис. 1 представлены в качестве примера

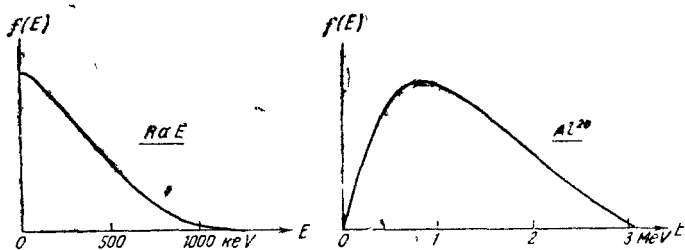


Рис. 1. Распределение β -частиц по энергиям для RaE и Al^{28}

типичные формы β -спектра³: одна для вещества с большим атомным номером—для радия E ($\text{RaE} = \text{Bi}_{83}^{210}$), другая для вещества с малым атомным номером—для одного из искусственно радиоактивных изотопов алюминия (Al_{13}^{28}).

Сначала наличие непрерывного спектра β -частиц не вызывало среди физиков какого-либо недоумения—слишком скудны были вообще познания о β -распаде. Постепенно, однако, становилось всё более ясным, что здесь мы сталкиваемся с совершенно необычными обстоятельствами, требующими объяснения. Возникла проблема β -распада.

Все данные, накопившиеся при изучении α - и γ -испускания, свидетельствовали о том, что атомное ядро представляет собой квантовую систему, имеющую строго определённые энергетические уровни. Например, хорошо известно, что α -частицы, испускаемые ядрами данного радиоактивного вещества, обладают все точно одинаковой энергией¹).

¹) Что касается так называемых длиннопробежных α -частиц и тонкой структуры α -спектра, то эти явления также прекрасно интерпретируются на основе представлений о дискретных уровнях возбуждённых ядер.

Это означает, что все ядра α -активного вещества до распада находятся в определённом, одном и том же энергетическом состоянии; затем при распаде выделяется точно одинаковая энергия в виде массы α -частицы и её кинетической энергии, и конечные ядра снова все находятся в одном и том же определённом энергетическом состоянии.

К таким же представлениям об определённых квантовых состояниях, в которых находится ядро, приводят данные о строгой монохроматичности ядерных γ -лучей.

Энергетические условия, наблюдаемые при β -распаде, фундаментально отличаются от перечисленных выше. Прежде всего энергия разных β -частиц различна; но этого мало — речь идёт не о наличии хотя бы большого числа дискретных групп электронов с одинаковыми энергиями внутри каждой группы, а о непрерывном наборе энергий. Напрашивается вывод, что испускание β -частиц соответствует переходам между произвольно и непрерывно расположенными энергетическими уровнями ядер. Однако, такой вывод, противоречащий и квантовомеханическим представлениям, и опыту, казался настолько неправдоподобным, что он сразу был отклонён, и решение вопроса пытались найти в предположении о том, что энергетическая неоднородность β -частиц является результатом каких-то вторичных процессов. Согласно гипотезе Мейтнер, предложенной ею в 1922 г., все электроны вылетают из ядер данного вещества с одной и той же энергией, но затем теряют ту или иную долю её, пролетая сквозь окружающую ядро электронную оболочку. Имеется ряд общих соображений, представляющих собой сильные аргументы против такого предположения. Рассмотрим, например, данные о β -распаде RaE . Наибольшая энергия β -частиц RaE составляет приблизительно 1,2 MeV, а максимум кривой непрерывного спектра их лежит в пределах от 0 до 30 keV (см. рис. 1). С точки зрения Мейтнер это означает, что имеется большое число электронов, которые, обладая первоначально энергией 1, 2 MeV, в результате некоторых процессов уменьшили свою энергию, например, до значений ниже 0,1 MeV. Каковы же, однако, те процессы, которые могли бы обусловить такую значительную потерю энергии? Таких мы назвать не можем. β -частица может, например, потерять свою энергию при столкновении с одним из орбитальных электронов данного атома, с передачей этому электрону всей энергии. Но для выбивания даже наиболее сильно связанного орбитального электрона — электрона из K -оболочки — в случае атома RaD требуется всего 90 keV, так что вырванный электрон будет иметь очень большую энергию ($1\,200 - 90 = 1\,110$ keV). Таким образом, непрерывность β -спектра RaE нельзя объяснить обменом энергией между β -частицей и орбитальным электроном. Отпадает также и другое предположение, которое можно было бы выдвинуть, предположение, что β -частицы тратят часть своей энергии на то, чтобы возбудить испускание γ -лучей; известно, что RaE вообще никаких γ -лучей не испускает.

Наконец, решающее опровержение гипотезы Мейтнер дал прямой опыт Эллеса и Вустера, выполненный ими в 1927 г.^{4а}. Идея его заключается в следующем. Если первоначальная энергия β -электронов одинакова и изменяется лишь в результате некоторых процессов передачи её дру-

гим частицам или атомам, то при помещении определённого количества β -активного вещества в калориметр должен наблюдаться тепловой эффект, соответствующий произведению из числа распавшихся атомов на максимальную энергию β -частицы, потому что и кинетическая энергия β -частиц, и та доля энергии их, которая теряется внутри электронной оболочки атома, должна в конечном счёте превратиться в тепло и будет учтена калориметром. Эллис и Вустер показали, что это не имеет места. Полная тепловая энергия, выделяющаяся при распаде взятого ими вещества (RaE), оказалась в точности равной произведению из числа распавшихся атомов на среднюю энергию электронов непрерывного спектра. Это с несомненностью свидетельствует о том, что энергетическая неоднородность β -частиц имеет первичный характер: уже при вылете из ядра электроны имеют то распределение скоростей, о котором мы знаем из формы непрерывного β -спектра.

Опыт Эллиса и Вустера был с большой тщательностью повторен в 1930 г. Мейтнер и Ортманом ^{4b}, которые получили тот же результат.

Таким образом, энергетическая неоднородность β -частиц не обусловлена вторичными эффектами. Поэтому пришлось вернуться к прежнему выводу: следовательно, при β -распаде количество выделяющейся энергии неопределённо, не квантовано и меняется непрерывным образом в широких пределах. Это, очевидно, означает, что либо исходные β -активные ядра, либо конечные, образующиеся в результате β -распада, либо, наконец, и те, и другие имеют неодинаковую энергию, т. е. находятся в совершенно неопределённом энергетическом состоянии. Иначе говоря, два ядра одного сорта должны измеримо отличаться по массе. Мы уже говорили выше, что такое положение вещей противоречит и теоретическим представлениям, и экспериментальным фактам, относящимся к смежным областям ядерной физики. К этому можно добавить ещё ряд доводов. Экспериментальные данные о молекулярных спектрах дают убедительные свидетельства того, что ядра одного сорта подчиняются определённой статистике и, следовательно, их надо рассматривать не только, как примерно одинаковые, но как существенно идентичные частицы. Из сверхтонкой структуры атомных спектров точно так же следует, что ядро представляет собой квантованную систему с совершенно определённой массой и угловым моментом. Эти наблюдения касаются нерадиоактивных веществ, и, очевидно, нет оснований сомневаться в том, что то же имеет место и для радиоактивных ядер, в частности, для β -радиоактивных. Далее, нет никаких фактов, которые свидетельствовали бы о том, что до β -распада или после него ядра данного вещества отличаются по энергии. Например, если имеется цепочка радиоактивных превращений вида α - β - α , то опыт показывает, что все α -частицы в первом звене обладают одной и той же энергией и α -частицы в третьем звене по энергии также все одинаковы между собой, несмотря на то, что во втором звене этой цепочки происходит β -распад с присущим ему испусканием энергетически разнородных частиц. Наконец, убедительные экспериментальные доказательства того, что все исходные β -активные ядра определённого вещества обладают одной и той же собственной энергией, т. е. массой (то же относится и к конечным ядрам), могут быть получены для искусственно радиоактивных

ядер с очень большой точностью путём измерения энергии превращения в соответствующих ядерных реакциях или при помощи масс-спектрографа.

Таким образом, всякие предположения об энергетической неоднородности ядер одного сорта приходится признать совершенно несостоятельными.

После неудач первых гипотез, выдвинутых для решения проблемы β -распада, физики нашли ещё ряд других возможных предположений. Это — разные варианты гипотезы об испускании пары частиц. Основная идея этой гипотезы заключается в следующем: предполагается, что при β -распаде ядро испускает не только электрон, но и ещё какую-нибудь частицу одновременно с ним. Суммарная, полученная двумя частицами, энергия одинакова для всех актов распада ядер данного вещества, но она по-разному распределяется между этими двумя частицами; это распределение обуславливается законами статистики и оно и является причиной того, что электроны энергетически неоднородны, т. е. имеет место непрерывный β -спектр.

В качестве пары одновременно испускаемых частиц сначала назывались два электрона. Однако, такое предположение явно ошибочно, так как из опыта известно, что в результате β -распада положительный заряд ядра увеличивается на одну единицу (т. е. на один заряд электрона), но не на две единицы. Поэтому было предложено некоторое видоизменение этой гипотезы: предполагалось, что в цепном распаде типа $\alpha - \beta - \beta - \alpha$ имеется определённая корреляция между энергиями двух β -частиц, испускаемых последовательно одна за другой; если, например, во втором звене цепочки испускается электрон с относительно малой энергией, то в третьем звене цепочки будет испущен электрон с большей энергией, так что сумма энергий для каждой пары таких последовательных β -распадов одна и та же⁵. Эта гипотеза, очевидно, могла бы иметь лишь ограниченное применение — она не даёт общего решения проблемы непрерывного β -спектра, касаясь лишь специальных случаев цепного радиоактивного распада. Однако, анализируя экспериментальные данные, легко убедиться, что и в этих случаях она не соответствует действительности⁶.

Другое предположение, также относящееся к самым ранним попыткам истолкования энергетической неоднородности β -частиц, заключается в том, что при распаде ядра одновременно с электроном испускается γ -квант⁷. Непрерывному спектру β -частиц, разумеется, должен соответствовать и непрерывный спектр γ -лучей.

Эта гипотеза легко опровергается опытом. Прежде всего известен ряд β -радиоактивных веществ, не испускающих γ -лучей. Классическим примером таких веществ давно уже служит RaE. β -спектр его также давно изучен и хорошо известно, что он так же непрерывен, как и в других случаях β -радиоактивности. С другой стороны, в тех случаях, когда β -распад сопровождается испусканием γ -лучей, хорошо известно, что спектр γ -квантов не непрерывен: всегда испускается одна или несколько γ -линий со строго определённой энергией.

Предлагалась ещё одна гипотеза того же типа — это теория β -распада, развивавшаяся в 1933 г. Беком и Ситте⁸. Она заключается в том-

6 Успехи физич. наук. т. XXVI, вып. 2.

что при β -распаде ядро испускает пару частиц — электрон и позитрон, причём позитрон каким-то образом вновь захватывается ядром, так что в результате заряд ядра увеличивается на единицу. Эта теория может объяснить энергетическую неоднородность β -электронов, но, очевидно, не даёт ответа на вопрос о том, почему же энергия всех конечных ядер остаётся одинаковой, несмотря на захват разных по энергии позитронов. В этом смысле теория Бека и Ситте вообще оставляет проблему β -распада открытой.

Наконец, следует упомянуть ещё об одной попытке решения этой проблемы. Она была сделана значительно позже предыдущих — в 1937 г.; однако, чтобы не возвращаться к вопросу о различных неудачных предположениях относительно β -распада, мы уже здесь скажем о ней. Крейн и др.⁹, а также Джонси¹⁰ предположили, что энергия, получаемая β -частицей от ядра, одинакова для всех β -частиц данного вещества, но различны массы этих электронов (массы покоя), а в соответствии с этим различна и их кинетическая энергия: электрон с большей массой обладает меньшей кинетической энергией, и наоборот. Тщательный анализ β -частиц RaE и других веществ показал, что это предположение ошибочно — нет «тяжёлых» β -электронов, массы всех β -частиц одинаковы, так что неодинаковость их кинетической энергии означает и то, что неодинакова полная энергия, получаемая ими при вылете из ядер.

До сих пор мы не подчёркивали одного обстоятельства. Явление β -распада только потому представляется необычным и непонятным, что мы рассматриваем его с точки зрения закона сохранения энергии, считая этот закон незыблемым и справедливым во всех явлениях природы. В этом случае мы при β -распаде действительно сталкиваемся с противоречивыми загадочными фактами: ядра с энергией A испускают электрон и превращаются в ядра с энергией B , но энергия электронов не равна ни разности ($A - B$), ни какой-либо другой постоянной величине. Итак, то, что мы знаем о β -распаде, говорит о несоблюдении здесь закона сохранения энергии. Возможны, однако, две точки зрения по этому поводу: либо имеются такие стороны явления β -распада, которых мы пока не знаем и лишь вследствие этого констатируем видимое несохранение энергии, либо же это несохранение энергии является реальным фактом, и мы должны признать, что столкнулись с явлением, при котором закон сохранения энергии не действует. Все изложенные выше попытки решения проблемы β -распада, очевидно, исходили из первой точки зрения и стремились так описать явление, чтобы оказался восстановленным в своих правах закон сохранения энергии. Как мы видели, эти попытки все были неудачными; это и заставило Бора ещё в 1930 г.¹² указать на то, что возможна вторая точка зрения, а именно, что закон сохранения энергии действительно не соблюдается при β -распаде. Вряд ли следует указывать, какое фундаментальное значение для всей физики имело бы подтверждение этого предположения. Однако, экспериментальные данные полностью опровергают его.

Чисто логическим аргументом против гипотезы о несохранении энергии при β -распаде является тот экспериментально установленный факт, что закон сохранения энергии соблюдается во всех ядерных явлениях,

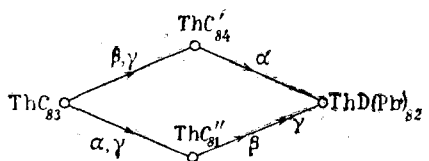
в реакциях как с лёгкими, так и с тяжёлыми частицами, и β -распад был бы единственным и необъяснимым исключением. Существуют и веские теоретические соображения против этой гипотезы. На них мы не будем здесь останавливаться и перейдём к возражениям экспериментального характера.

Первым из таких аргументов является тот факт, что существует вполне определённая верхняя граница β -спектра. Если энергия при β -распаде не сохраняется, трудно понять, почему не наблюдаются β -частицы с произвольно большой энергией.

Далее, необходимо уточнить, что означает предположение о несохранении энергии при β -распаде. Очевидно, абсурдно было бы предполагать, что энергия вообще не сохраняется в этом процессе; это означало бы макроскопическое несохранение энергии и возможность осуществления «вечного движения» с помощью β -распада или обратных ему процессов. Следовательно, можно говорить лишь о том, что энергия не сохраняется в элементарном акте β -распада, но сохраняется статистически, в среднем, для большого числа β -распадов. Однако, допущение о статистическом сохранении энергии при β -распаде полностью опровергается данными опыта. В самом деле, математически это допущение можно написать в виде следующего равенства:

$$\Delta E = \bar{E} + mc^2,$$

где ΔE — энергия распада, т. е. разность энергий исходного ядра, испускающего β -частицу, и конечного ядра (мы полагаем $\Delta E = \text{const.}$ для всех ядер данного сорта; только такое предположение соответствует всем экспериментальным данным и квантово-механическим представлениям); $\bar{E}$ — средняя кинетическая энергия β -частицы, mc^2 — её энергия покоя. Таким образом, при допущении о статистическом сохранении энергии мерой энергии распада должна быть средняя энергия β -частиц. Опыт же показывает, что мерой энергии распада является не средняя, а максимальная энергия β -частиц, т. е. верхняя граница β -спектра. Рассмотрим, например, данные о разветвлённом распаде ThC . Так называемая ториевая вилка была подробно исследована Эллисом и Моттом в 1933—1934 гг.¹⁸ ThC превращается в ThD двумя путями: либо через образование ThC' , либо через образование ThC'' . Полная схема переходов весьма сложна, включая множество групп α -частиц и γ -лучей. Основные переходы можно изобразить следующим образом (цифры внизу у названия изотопа дают его порядковый номер Z):



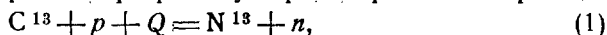
Разность энергий ядер ThC и ThD — некоторая постоянная величина, которую можно вычислить, зная из опыта энергии β - и α -частиц в соответствующих переходах. Очевидно, что подсчёт по любой из ветвей —

через ThC' или ThC'' — должен дать одну и ту же величину. Такое равенство значений действительно получается, если за меру энергии β -распада принять верхнюю границу β -спектра. Цифры по каждой из ветвей таковы:

$$\begin{array}{ll} \text{ThC} \rightarrow \text{ThC}': E_{\max}(\beta) = 2,25 \text{ MeV} & \text{ThC} \rightarrow \text{ThC}'': E_{\max}(\alpha) = 6,2 \text{ MeV} \\ \text{ThC}'' \rightarrow \text{ThD}^*: E_{\max}(\beta) = 1,79 \text{ MeV} & \\ \text{ThC}' \rightarrow \text{ThD}: E_{\max}(\alpha) = 8,947 \text{ MeV} & \text{ThD}^* \rightarrow \text{ThD}: E(\gamma) = 3,202 \text{ MeV} \\ \hline & 11,197 \text{ MeV} \qquad \qquad \qquad 11,192 \text{ MeV} \end{array}$$

Если же считать, что разность энергий ядер до и после β -распада определяется средней энергией β -частиц, то баланс энергии по разным ветвям ториевой вилки даёт совершенно неодинаковые величины.

Другой пример — получение и распад радиоактивного N^{13} . Этот изотоп азота образуется при бомбардировке углерода протонами в реакции



где Q — энергия, которую необходимо затратить, чтобы такая реакция произошла. N^{13} распадается, испуская позитроны, и, таким образом, превращается в исходное стабильное ядро C^{13} . Величину Q можно вычислить с весьма большой точностью, измерив так называемый порог реакции, т. е. ту наименьшую кинетическую энергию протонов, при которой ещё идёт указанная реакция. Прекрасно выполненное в 1940 г. хэксби и др.¹⁴ определение порога этой реакции дало для Q величину $2,97 \pm 0,03 \text{ MeV}$. Зная Q и разность масс протона и нейтрона (которая в энергетической мере составляет $0,730 \pm 0,056 \text{ MeV}$), можно на основании уравнения (1) вычислить разность энергий атомов N^{13} и C^{13} , а отсюда и разность энергий ядер N^{13} и C^{13} . Эта разность получается равной $1,71 \pm 0,04 \text{ MeV}$. Такова, следовательно, та энергия, которая должна выделяться при переходе N^{13} и C^{13} . Вычитая отсюда mc^2 — энергию покоя позитрона, легко установить, какова должна быть кинетическая энергия позитронов, испускаемых в этом переходе. Расчёт даёт величину $1,20 \pm 0,04 \text{ MeV}$. Из опыта же известно, что верхняя граница спектра позитронов N^{13} равна $1,198 \pm 0,006 \text{ MeV}$. Согласие, как мы видим, прекрасное.

Приведённых примеров достаточно, чтобы убедиться в том, что не средняя, а максимальная энергия β -частиц является мерой энергии распада. Таким образом, предположение о статистическом характере сохранения энергии при β -распаде должно быть отброшено. Повидимому, энергия сохраняется в каждом отдельном акте β -распада, а наблюдаемое несохранение является только кажущимся, как результат неполноты наших ведений о ходе явления.

2. ГИПОТЕЗА ПАУЛИ О НЕЙТРИНО

Мы видели, как на основании всё расширяющегося круга экспериментальных данных одна за другой должны быть отброшены все многочисленные попытки решения проблемы β -распада. Вопрос о β -распаде приходит в такое состояние, когда остаётся лишь единственная возможность

его решения; эта возможность была указана Паули ещё в 1931 г., хотя тогда многие из приводившихся выше аргументов экспериментального характера ещё не были известны с такой достоверностью, как ныне.

Паули, как это делали многие и до него, предположил, что β -распад действительно является процессом, при котором из ядра вылетает не одна частица — электрон, а одновременно две частицы. Но в качестве партнёра электрона Паули предполагает не второй электрон, не γ -квант, а новую, ещё не встречавшуюся в других явлениях частицу, которую он называет нейтрино¹⁾. Нужно вспомнить что в 1931 г. физика знала только две элементарных частицы — электрон и протон, чтобы понять, насколько смелым и революционным было в то время предположение о том, что существует ещё одна элементарная частица.

Как мы уже говорили выше, предположение об испускании при β -распаде одновременно двух частиц может полностью объяснить энергетическую неоднородность β -электронов: полная энергия распада, являющаяся константой для ядер данного сорта, распределяется между двумя частицами в каждом элементарном акте по-разному. Ясный физический смысл приобретает верхняя граница непрерывного β -спектра: в тех случаях, когда доля энергии, получаемая нейтрино, практически равна нулю, ядро испускает наиболее быстрые электроны, энергий которых равна полной энергии распада.

Какие же свойства необходимо приписать нейтрино, чтобы, предполагая его участие в акте β -распада, не впасть в противоречие с накопившимся богатым экспериментальным материалом об этом явлении? Прежде всего эта новая частица не должна обладать зарядом — она должна быть электрически нейтральна (отсюда и название её; предлагалось также название «эргон», не получившее распространения). Основанием для этого требования является тот твёрдо установленный факт, что при β -распаде величина заряда ядра меняется только на единицу, т. е. на величину заряда, уносимого β -частицей. Далее, масса нейтрино должна быть мала по сравнению с массой протона, так как известно, что при β -распаде массовое число ядра не меняется, конечное ядро является изобаром исходного.

Эти два свойства нейтрино — отсутствие заряда и малость массы — делают понятными как тот факт, что нейтрино не были обнаружены с помощью обычных средств в составе радиоактивного излучения, так и результаты калориметрических опытов. Частицы такого рода беспрепятственно проходят сквозь стенки калориметра, и, следовательно, та энергия, которую уносят нейтрино, не может быть учтена этим прибором; поэтому наблюдаемый тепловой эффект связан только с β -электронами и получается равным их средней энергии.

В 1932 г. был открыт нейтрон, и вскоре после этого единственно правильной теорией структуры ядра стала признаваться теория, согласно

¹⁾ Паули не опубликовал своей гипотезы, но его устные высказывания были известны многим физикам, которые неоднократно ссылались на них. Перед широкой аудиторией он впервые изложил своё предположение в 1933 г. на седьмом Сольвеевском конгрессе в Брюсселе.

которой все ядра состоят только из нейтронов и протонов, электронов же в ядре нет. Непосредственно отсюда вытекает необходимость допустить, что β -частицы рождаются в момент β -распада ядра. Но остаётся другое затруднение в вопросе о β -распаде, возникшее в связи с протонно-нейтронной схемой строения ядер. Твёрдо установленный эмпирический закон гласит, что ядра с чётным массовым числом обладают целым спином (т. е. механический момент количества движения или спин ядра $i = 0, 1, 2 \dots$ в единицах $\frac{h}{2\pi}$), а ядра с нечётным массовым числом —

полуцелым спином ($i = 1/2, 3/2 \dots$). Этот закон вполне понятен с точки зрения указанной теории строения ядер и векторной модели спина ядра, если учесть, что спин нейтрона, как и спин протона, равен половине, а орбитальный момент количества движения частиц внутри ядра всегда выражается целым числом.

Указанный закон, разумеется, был установлен на стабильных ядрах, но нет никаких оснований не распространять его и на β -активные ядра. При β -распаде массовое число не меняется, так что если исходное ядро имело чётное массовое число, то и массовое число конечного ядра остаётся чётным. Следовательно, если спин исходного ядра был целым числом, то и спин конечного ядра останется целым числом. Между тем, спин β -частицы, т. е. электрона, как известно, равен половине, а орбитальный момент его может быть лишь целым числом. Поэтому при β -распаде целый спин ядра должен был бы переходить в полуцелый и наоборот. Таким образом, при β -распаде имеет место явное нарушение закона сохранения моментов и это несохранение спина «стоит почти в таком же резком несоответствии с твёрдо установленными законами природы, как стояло бы несохранение энергии» (Бете).

Принятие гипотезы об испускании одновременно с β -электроном второй частицы — нейтрино — полностью устраняет это затруднение; для этого достаточно приписать нейтрино полуцелый спин, т. е. допустить, что спин нейтрино равен $1/2$ или $3/2$ и т. п. Наиболее рационально считать, что нейтрино, как и все другие элементарные частицы, обладает спином, равным половине.

Таким образом, рассмотрение ядерных спинов совершенно независимо от прежних соображений также заставляет предположить существование нейтрино. Расширяются функции, возложенные на нейтрино. Эта частица позволяет оставить в силе не только закон сохранения энергии, но и закон сохранения моментов. С другой стороны, пополняется перечень свойств, которые должны быть приписаны нейтрино: необходимо предположить наличие у этой частицы определённого спина. По аналогии с другими элементарными частицами можно было бы предположить, что у нейтрино также имеется связанный со спином магнитный момент. Однако, об этом свойстве нейтрино заранее сказать ничего нельзя; есть ли у нейтрино магнитный момент или нет — это должен решить опыт.

Не вдаваясь в детали, укажем ещё одно явление, интерпретация которого не обходится без гипотезы о существовании нейтрино. Это —

распад мезона. Соображения, аналогичные тем, которые имеют место в вопросе о β -распаде, заставляют предположить, что мезон, превращаясь в электрон, одновременно испускает нейтрино.

3. ПОПЫТКИ ОБНАРУЖЕНИЯ НЕЙТРИНО НА ОПЫТЕ

Несомненно, что предположение о существовании третьей элементарной частицы (вдобавок к двум известным в то время — электрону и протону) было смелой и остроумной догадкой. При поверхностном рассмотрении вопроса она казалась не только неправдоподобной, но и логически порочной: нельзя признать удовлетворительным такой способ, при котором решение проблемы достигается за счёт введения неуловимой и ненаблюдаемой частицы. Любопытно следующее замечание Эллиса по поводу того, что разработанная Ферми теория β -распада основана на принятии гипотезы о нейтрино: «Нейтрино в теории Ферми либо может быть реальной частицей, либо представляет собой лишь удобную форму констатации расхождения между теорией и фактами».

Впоследствии, однако, целый ряд экспериментальных данных дал новые свидетельства в пользу гипотезы о нейтрино. Сопоставление энергетического баланса в разветвленном распаде типа ториевой вилки или в замкнутом цикле превращений $C^{13} \rightarrow N^{13} \rightarrow C^{13}$, вопрос о сохранении спина при β -распаде и т. д. — всё это привело к тому, что в идее о нейтрино в сущности не осталось почти ничего гипотетического. С полным основанием можно было уже считать её не предположением, а утверждением, которое основано на большой совокупности опытных данных; не осталось никакой иной возможности интерпретировать тот, установленный уже с несомненностью, факт, что при β -распаде каждый раз выделяется совершенно определённая энергия, которая очень часто лишь частично передаётся β -частице и в таких случаях остальная часть её идёт на нечто другое.

Однако, указанные свидетельства реальности нейтрино при всей их убедительности являются косвенными, и понятно стремление физиков доказать существование нейтрино прямым опытом. Трудности решения этой задачи очевидны с самого начала. Каким образом можно обнаружить нейтрино — эту незаряженную частицу с очень малой массой? Все существующие методы и приборы для наблюдения элементарных частиц — камера Вильсона, счётчик Гейгера-Мюллера, ионизационная камера, фотопластинка — в конечном счёте основаны на ионизации, производимой в окружающей среде тем электрическим зарядом, который несёт на себе частица.

Нейтрон, который зарядом не обладает, обнаружить гораздо труднее, чем заряженную частицу, но сделать это всё же вполне возможно благодаря тому, что нейтрон, во-первых, обладает большой массой, а во-вторых, сильно взаимодействует с веществом, и в результате этого взаимодействия возникают быстрые заряженные частицы: протоны — при упругом ударе нейтронов или при реакции поглощения нейтрона с вылетом протона (реакции типа n, p), электроны или позитроны — при возникновении β -активных изотопов в результате захвата нейтрона ядром

(реакции типа n , γ или те же реакции типа n , p). Ни о каких подобных вторичных эффектах, которые помогли бы обнаружить частицу, в случае нейтрино не может быть и речи; лёгкая незаряженная частица проходит через вещество практически без взаимодействия, как через пустоту. Единственный вид взаимодействия нейтрино с веществом может быть предсказан с достоверностью — это «обратный β -процесс», т. е. захват нейтрино ядром с одновременным испусканием электрона или позитрона. Однако, вероятность такого процесса ничтожно мала: как показал расчёт, выполненный Бете и Майерлсом¹⁵, нейтрино должно пройти в твердом теле в среднем 10^{16} км, прежде чем оно будет захвачено ядром.

Остаётся ещё один гипотетический путь: возможно, что нейтрино обладает магнитным моментом и в таком случае в силу взаимодействия этого момента с электронными оболочками атомов нейтрино, пролетая, например, сквозь газ, должно ионизовать его; такой эффект дал бы возможность обнаружить эту частицу.

Первые экспериментальные работы, поставившие своей целью найти нейтрино, как раз и представляли собой попытки измерить ионизацию газа, вызываемую нейтрино.

Чадвик и Ли¹⁶ в 1933 г., пользуясь ионизационной камерой, наполненной азотом под давлением в 75 атм., пытались найти ионизацию, вызываемую излучением RaE (100 mC) после поглощения всех β -частиц его в слое свинца, толщиной в 58 мм. Оказалось, что в этих условиях на счёт нейтрино можно отнести образование не более двух пар ионов в 1 см³ газа в 1 сек., откуда следовало, что нейтрино образует меньше одной пары ионов на 150 км пути в газе при нормальном давлении. Намиас¹⁷ в 1934 г. произвёл аналогичные опыты гораздо более тщательно. Для того чтобы свести к минимуму фон камеры, связанный с космическим излучением, опыты производились глубоко под землёй, в лондонском метро. Кроме того, был взят чрезвычайно сильный радиоактивный препарат — 2 радия. Радиоактивные излучения фильтровались большим количеством свинца — толщина слоя его доходила до 1 м. Никакой дополнительной ионизации (сверх фона от космических лучей), которую можно было бы приписать ионизирующему действию нейтрино, нельзя было обнаружить. Как показал расчёт, произведённый Бете^{17b}, результаты опытов Намиаса свидетельствуют о том, что ионизирующая способность нейтрино — не более одного иона приблизительно на 500 000 км пути в воздухе. Это означает, что если у нейтрино есть магнитный момент, то он меньше 1/7 000 магнетона Бора. Вероятнее всего нейтрино вообще не имеет магнитного момента.

Этот вывод делает окончательно безнадёжными попытки обнаружения нейтрино в свободном состоянии по производимой им ионизации. Приходится констатировать следующее: если не будут открыты какие-нибудь особые свойства нейтрино, какой-нибудь особый вид взаимодействия нейтрино с веществом, или же если не будут найдены совершенно новые методы наблюдения частиц, не несущих электрического заряда, то нет никаких оснований рассчитывать на то, что удастся обнаружить нейтрино в свободном состоянии. Но это означает, что в настоящее время не видно путей прямого экспериментального доказательства существования

нейтрино. В самом деле, как понимает физик открытие новой частицы? Во всех случаях до сих пор открытие частицы означало, что некоторое производимое ею действие удалось обнаружить не только там, где предполагается возникновение её, но и где-то в другом месте, где рождается эта частица.

В случае нейтрино, повторяем, это пока безнадёжно. Приходится ограничиться более узкой задачей — получением некоторых дополнительных косвенных доказательств реальности нейтрино. Здесь обстоятельства более утешительны. Не имея средств для обнаружения нейтрино в движении через вещество, можно попытаться исследовать начальную точку траектории нейтрино, найти эффект, связанный с вылетом нейтрино из ядра. Мысль экспериментатора обращается прежде всего к самому явлению β -распада — к тому акту, при котором предполагается рождение нейтрино. Нельзя ли, например, извлечь какие-либо сведения о нейтрино, изучая форму β -спектра, т. е. вид кривой распределения β -частиц по энергиям? Существующие теории β -распада, исходящие из гипотезы о нейтрино (теория Ферми и различные её модификации), предсказывают разную форму этой кривой вблизи верхней границы спектра, в зависимости от того, отличается ли масса нейтрино от нуля или она в точности равна нулю. Сопоставляя экспериментальные кривые с требованиями теории, можно было бы сделать выводы относительно массы нейтрино. К сожалению, достоверность их весьма невелика, поскольку неизвестно, в какой степени эти теории правильно отражают действительность; ни один из вариантов теории β -распада не даёт полного согласия с опытом в отношении формы β -спектра. Во всяком случае можно отметить, что выводы таковы: масса нейтрино, возможно, отлична от нуля, но не превышает $1/5$ массы электрона¹⁸ (это совпадает с тем гораздо более надёжным заключением, которое можно сделать на основании анализа баланса энергии при ядерных превращениях и в особенности при возникновении и распаде N^{13}). Этот случай, уже упоминавшийся выше, замечателен тем, что в подробном уравнении баланса неизвестным остаётся только одно — масса нейтрино; из данных эксперимента¹⁴ получается, что масса нейтрино равна $0,001 \pm 0,056 \text{ MeV}$, т. е. не превышает $1/10$ массы электрона.

Другая сторона процесса β -распада даёт возможность получить гораздо более убедительные сведения о нейтрино. Необходимо изучить элементарный процесс β -распада, исследовать так называемую отдачу ядра. Когда из ядра вылетает быстрая частица, ядро получает толчок в противоположном направлении, приобретает известную скорость и находится в движении, пока не растратит полученной им энергии на столкновения с другими частицами. Такое движущееся ядро (точнее — атом или ион) вполне доступно современным методам наблюдения, и, таким образом, имеется возможность изучить на опыте свойства ядер отдачи. Разумеется, самый факт возникновения ядер отдачи при β -распаде ещё ничего не говорит о нейтрино: даже если испускание электрона не сопровождается одновременным испусканием другой частицы, ядра отдачи безусловно должны наблюдаться, поскольку из ядра вылетает быстрый электрон. Однако, кинетическая энергия и направление движения ядер отдачи будут зависеть от того, вылетел ли из ядра только электрон

или вылетело также и нейтрино, и анализ соответствующих экспериментальных данных об ядрах отдачи при β -распаде может привести к определённым выводам о существовании нейтрино.

Можно указать три возможных типа опытов по изучению отдачи при β -распаде. Опыты первого типа должны заключаться в том, что для каждого акта β -распада измеряется импульс β -частицы, импульс ядра отдачи и угол между ними, т. е. устанавливается полная векторная диаграмма элементарного акта. Такие опыты могут дать решающие аргументы в вопросе о принятии или отклонении нейтринной схемы β -распада. Закон сохранения энергии в системе ядро — β -частица, как мы видели, явно не соблюдается. Но как будет обстоять дело в этой системе в отношении соблюдения закона сохранения импульсов? Если окажется, что векторная сумма импульса ядра отдачи и импульса β -частицы всегда равна нулю, то это означает полный крах гипотезы об испускании нейтрино при β -распаде, так как тогда очевидно, что в элементарном акте участвуют только две частицы — ядро и электрон, разлетающиеся в противоположные стороны. Если же окажется, что в ряде случаев указанная векторная сумма отлична от нуля, т. е. что и закон сохранения импульсов в системе ядро — β -частица не соблюдается, то для проверки гипотезы о нейтрино существеннейшее значение приобретает вопрос: как именно не соблюдается этот закон? Произвольным ли образом или так, что введение третьей частицы немедленно восстанавливает его в своих правах, приводя к всесторонне согласующимся друг с другом результатам? Поясним сказанное. В тех случаях, когда соответствующим образом выполненный опыт показывает, что импульс ядра отдачи и импульс β -частицы не представляют собой двух равных и противоположно направленных векторов, мы можем, предполагая участие третьей частицы в акте β -испускания, точно определить её импульс p (так как векторная сумма всех трёх импульсов должна равняться нулю). С другой стороны, зная энергию данной β -частицы и значение верхней границы β -спектра, мы по разности этих двух величин определяем энергию нейтрино E . Если теперь окажется, что найденные таким образом значения p и E удовлетворяют релятивистскому соотношению между импульсом и кинетической энергией одной частицы:

$$(E + \mu c^2)^2 = p^2 c^2 + \mu^2 c^4,$$

где μ — масса этой частицы, причём это соотношение оказывается справедливым для всех наблюдавшихся случаев отдачи при одном и том же значении μ , то это будет в высшей степени убедительным свидетельством в пользу гипотезы о существовании нейтрино. Одновременно эти опыты дали бы и прямое определение массы нейтрино, и распределение углов разлёта нейтрино и электрона. Последнее представляло бы весьма ценный экспериментальный материал для выбора между различными вариантами теории β -распада, поскольку разные варианты предсказывают и разные распределения углов разлёта¹⁹.

Осуществление таких опытов связано, однако, с большими трудностями. Метод камеры Вильсона непригоден, так как треки ядер отдачи наблюдать невозможно; энергия последних слишком мала (до 50—

100 eV), пробег их даже в разреженном газе в камере Вильсона очень мал, так что треки ядер отдачи имеют длину в малые доли миллиметра.

Может быть предложена другая методика получения векторной диаграммы элементарного акта β -распада (о ней мы скажем ниже несколько слов), но до сих пор опыты такого рода не производились, и, таким образом, измерения первого типа пока не осуществлены.

Менее полноценными, но всё же ещё достаточно убедительными могут быть опыты второго типа. Можно ограничиться измерением кинетической энергии ядер отдачи, не занимаясь вопросом о направлении их движения. Сопоставляя для ряда отдельных актов β -распада величину энергии ядра отдачи с величиной импульса соответствующей β -частицы, можно установить: нужно ли предположить участие третьей частицы, чтобы был соблюден как закон сохранения энергии, так и закон сохранения импульсов, или же этот второй закон соблюдается и без гипотезы о нейтрине? Попытки такого рода исследований предпринимались, но в силу причин, которые мы изложим позже, ни к каким существенным результатам не привели.

Наконец, опыты третьего типа, наименее полноценные, дающие лишь самые косвенные доказательства реальности нейтрино, заключаются в получении распределения ядер отдачи по энергиям. Здесь, таким образом, экспериментатор совершенно отходит от изучения элементарного акта β -распада, ограничиваясь лишь установлением общей статистической характеристики совокупности ядер отдачи.

Именно к этому типу опытов относится первая работа по исследованию отдачи при β -распаде, связанная с вопросом о существовании нейтрино; она была выполнена А. И. Лейпунским²⁰ в 1936 г. Эта работа носит характер скорее предварительного опыта, чем обстоятельного исследования; в эксперименте были допущены промахи, и результат получился явно ошибочный. Однако, благодаря остроумию использованных в ней идей она имеет принципиальное значение и во многих отношениях является прообразом последующих работ этого рода. Поэтому мы вкратце изложим её. Металлическая поверхность B (рис. 2), охлаждаемая жидким воздухом, адсорбирует молекулы углекислого газа, часть которых содержит радиоактивный изотоп углерода C^{11} . Этот изотоп получается в реакции $B^{10} + d = C^{11} + n$ или, в сокращённой записи, $B^{10}(d, n)C^{11}$; он является позитронноактивным, максимальная энергия позитронов равна 0,95 MeV. Выбор радиоактивного вещества для исследования весьма существенен. Если воспользоваться естественным радиоактивным веществом — а такими являются элементы с очень большими атомными весами — то энергия ядра отдачи была бы чрезвычайно малой. Она определяется следующей формулой, которую легко получить, исходя из законов

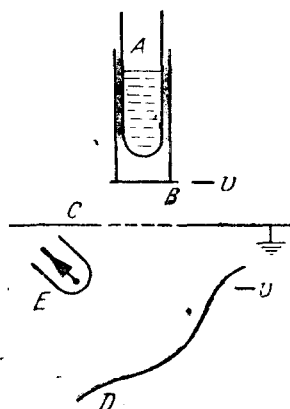


Рис. 2. Схема опыта Лейпунского.

A — жидкий воздух, B — радиоактивный источник, C — сетка, D — вторичный электронный эмиттер, E — счётчик Гейгера

сохранения энергии и импульса:

$$Er_{(\max)} = \frac{540 E_0}{A} (E_0 + 1) \text{ eV},$$

где E_0 — верхняя граница β -спектра в MeV, A — атомный вес. Легко подсчитать, что при обычных энергиях β -частиц в случае больших A энергия ядер отдачи имеет порядок величины 1 eV, т. е. вполне сравнима с энергией адсорбции атомов на поверхности твёрдого тела. Поэтому энергетическое распределение ионов, срывающихся с такой поверхности в результате отдачи, было бы совершенно искажено и отнюдь не отражало бы распределения энергии отдачи. Чтобы обойти это затруднение, необходимо иметь дело с лёгким атомом; при малых значениях атомного веса A энергия ядра отдачи может достигать в десятки раз больших значений. Следовательно, нужно взять для исследования искусственное β -активное вещество, выбрав элемент с малым атомным весом. Это и было сделано в работе Лейпунского.

На металлическую поверхность B , удерживающую на себе из-за сильного охлаждения приблизительно мономолекулярный слой углекислого газа, подаётся варьируемый отрицательный потенциал. Сетка C находится при нулевом потенциале, катод D — при отрицательном потенциале в 5 kV. Вся система электродов, разумеется, находится в вакуумной камере, так как энергия ионов отдачи всё же настолько мала, что в воздухе при атмосферном давлении пробег их был бы ничтожно мал.

Меня задерживающее электрическое поле между сеткой C и источником B , можно пропускать сквозь сетку только те положительные ионы отдачи, летящие с поверхности B , энергия которых превышает ту или иную заданную величину. Если имеется возможность измерять число ионов, прошедших сквозь сетку, то, таким образом, очевидно, можно получить интегральную кривую энергетического распределения ионов отдачи. Счёт числа ионов, проникших в пространство между C и D , осуществляется следующим образом: ионы, ускоренные потенциалом в 5 kV, приложенным к катоду D , ударяясь о поверхность последнего, выбивают из неё вторичные электроны; эти электроны ускоряются электрическим полем, приложенным между катодом и счётчиком E , попадают в счётчик и отсчитываются им (счётчик — игольчатого типа, с очень тонким окошком). Таким образом, интенсивность счёта вторичных электронов даёт меру интенсивности потока положительных ионов определённой энергии, покидающих поверхность B .

Какие результаты опыта могли бы говорить в пользу гипотезы о нейтринно? Можно начертить кривую распределения ядер отдачи по энергиям для того случая, если отдача была бы обусловлена только вылетом β -частиц из ядра. В этом случае форма кривой распределения целиком определяется формой β -спектра: из энергетического распределения β -частиц легко вычислить для них кривую распределения по импульсам; эта же кривая даёт и распределение по импульсам для ядер отдачи, так как при исходном допущении о том, что отдача ядра связана только с испусканием β -частицы, импульс ядра отдачи должен быть равен (по абсолютной величине) импульсу β -частицы. Наконец, от распределения

импульсов ядер отдачи можно перейти опять к их энергетическому распределению, а отсюда — к ожидаемой кривой числа отсчетов счётчика, регистрирующего ионы отдачи, в функции от задерживающего потенциала. Если кроме β -частицы ядро при β -распаде одновременно испускает и нейтрино, то это должно сказаться на том, что медленных ядер отдачи почти не будет, так как при малой скорости β -частицы нейтрино, наоборот, должно иметь относительно большой импульс и за счёт этого отдача ядра не будет малой¹⁾. Следовательно, если в акте β -распада участвует третья частица, то экспериментальная кривая числа ядер отдачи в функции от задерживающего потенциала должна в целом проходить выше рассчитанной указанным образом теоретической кривой.

Разумеется, как мы уже говорили выше, данные о нейтрино, которые можно получить в опытах такого рода, являются весьма скудными и косвенными. Что касается результатов, полученных непосредственно в этой работе, то они, вообще, ошибочны и никаких выводов на основании их сделать нельзя. Из экспериментальных точек автора следует, что энергия ядер отдачи при β -распаде C^{11} доходит до 250 eV и более. Между тем, пользуясь приведённой выше формулой, легко видеть, что максимальная энергия ядер отдачи в данном случае не может быть более 91 eV. Это несоответствие по всей вероятности связано с ошибкой в измерениях задерживающего поля; истинное задерживающее поле между B и C из-за «провисания» (сквозь ячейки сетки C) большого поля, существующего между C и D , имеет гораздо меньшую величину, чем это следует из положенной между B и C разности потенциалов.

Следующая попытка исследования отдачи при β -распаде с целью проверки гипотезы о нейтрино была осуществлена в 1938 г. Крейном и Гальперном²¹. Авторы поставили своей целью измерить для каждого отдельного акта β -распада кинетическую энергию ядра отдачи и импульс β -частицы. Таким образом, эта работа по приведённой выше классификации относится ко второму типу исследования отдачи при β -распаде.

Как на основании результатов опытов этого типа можно судить о справедливости нейтринной схемы β -распада? Кривая, изображающая зависимость кинетической энергии ядра отдачи от импульса, испущенной ядром β -частицы, может быть рассчитана теоретически, если исходить из закона сохранения импульсов и принять то или иное допущение относительно числа и взаимного движения частиц, вылетающих из ядра при β -распаде. На рис. 3 изображены три теоретических кривых этой зависимости. Первая кривая a соответствует допущению, что нейтрино не существует и при β -распаде из ядра вылетает только электрон; это означает в силу закона сохранения импульсов, что импульс ядра отдачи должен быть равен (по величине) импульсу β -частицы.

¹⁾ Мы говорим об импульсе нейтрино, а не об его скорости, так как если масса покоя нейтрино равна нулю, то это означает, что оно покидает ядро всегда со скоростью света c ; в этом случае импульс нейтрино p связан с его кинетической энергией E соотношением

$$p = E/c.$$

Вторая кривая *b* соответствует следующим допущениям: 1) при β -распаде ядро испускает одновременно электрон и нейтрино; 2) эти две частицы вылетают из ядра всегда в одном и том же направлении. Наконец, третья кривая *c* относится к тому предположению, что ядро

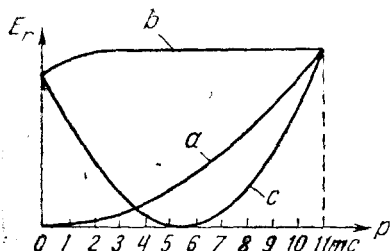


Рис. 3. Кинетическая энергия ядра отдачи в функции от импульса β -частицы

испускает одновременно электрон и нейтрино, но эти две частицы всегда вылетают из ядра в противоположных направлениях (все три кривые рассчитаны для случая, когда максимальный импульс β -частицы $p_{\max} = 11$ в единицах mc ; этому соответствует верхняя граница β -спектра $E_{\max}(\beta) \cong 5 \text{ MeV}$).

В действительности возможны любые углы между направлениями вылета нейтрино и β -частицы, разные для разных актов β -распада. Статистическое распределение углов разлёта этих двух частиц

можно вычислить теоретически, причём вид его будет зависеть от принятого при расчёте варианта теории β -распада¹⁹. Во всяком случае можно утверждать, что если статистически имеют место любые углы разлёта, от 0 до 180° , то экспериментальные точки в опытах указанного типа не должны укладываться на плавную кривую вида *b* или *c*, а будут попадать в область чертежа между кривыми *b* и *c*. Таким образом, возможны два результата опытов: либо экспериментальные точки образуют плавную кривую типа *a* — и тогда гипотезу об испускании нейтрино при β -распаде нужно откинуть, либо эти точки будут заполнять область между кривыми *b* и *c*. Если в левой части чертежа, т. е. при малых импульсах β -частиц, все полученные точки лежат выше кривой *a*, то это означает, что импульс, приобретаемый ядром в момент β -распада, как правило, гораздо больше, чем тот импульс, который ядро могло бы получить от β -частицы самой по себе, и такой результат явился бы несомненным указанием на то, что при β -распаде из ядра кроме электрона вылетает ещё какая-то частица.

Крейн и Гальперн в своей работе применили следующую методику. В камеру Вильсона впускается газообразное соединение радиохлора Cl^{38} . Этот искусственно радиоактивный изотоп хлора испускает β -частицы с максимальной энергией около 5 MeV ; период полураспада его равен 37 мин. При нормальном режиме работы камеры в ней можно обнаружить только треки β -частиц хлора. Если же электрическое поле в камере, включаемое для очищения её объёма, включать приблизительно за 0,5 сек. до момента расширения, то в начальной точке каждого β -трека появляется более или менее густое сферическое облачко капелек тумана. Авторы полагают, что появление его связано с ядрами отдачи. Пробег ядра отдачи в атмосфере камеры крайне мал, и поэтому трек ядра отдачи при обычном режиме работы камеры разглядеть невозможно. Если же режим видоизменить, как указано, то, по мнению Крейна и Гальперна, ионы, образуемые ядром отдачи, диффундируют из точки их возникновения во все стороны и, из-за этого в соответствующей точке

появляется облачко капелек. Определяя с помощью микроскопа число капелек, авторы по этой величине оценивают кинетическую энергию ядра отдачи (считая эту энергию в первом приближении пропорциональной числу капелек), а из кривизны β -трека, исходящего из той же точки, определяют импульс β -частицы. Очевидно, крайне сомнительным элементом этих опытов является метод определения энергии ядер отдачи. Следует подчеркнуть, что для получения искомых выводов из эксперимента нет надобности знать абсолютную величину энергии ядер отдачи — достаточно иметь возможность измерять её в произвольной относительной мере. Однако, даже и такие данные в методе Крейна и Гальперна, повидимому, не могут быть получены. Нельзя согласиться с их интерпретацией механизма возникновения капелек тумана в их опытах. Известно, что медленные ионы практически не ионизуют газ, растрачивая свою энергию на упругие столкновения с атомами в целом, а не на отрывание от них электронов. Во второй своей работе²² Крейн и Гальперн показали, что образование капель тумана ядром отдачи частично связано с диссоциацией молекул газа. Возможно также, что появление этих капель связано с процессами Оже, с помощью которых возбуждённые столкновениями с ядром отдачи орбитальные электроны атомов газа возвращаются в нормальное состояние. Так или иначе, вопрос о связи числа капелек тумана в опытах Крейна и Гальперна с величиной кинетической энергии ядра отдачи остаётся открытым, и поэтому расположение полученных ими экспериментальных точек ни в какой степени нельзя считать достоверным.

Отметим, что если бы в опытах подобного типа была возможность определять абсолютную величину кинетической энергии ядер отдачи, то путём несложного вычисления можно было бы найти и распределение углов разлёта β -частицы в нейтрино при β -распаде данного вещества.

Резюмируя, мы можем сказать, что немногочисленные работы по изучению отдачи при β -распаде, связанные с вопросом о существовании нейтрино, натолкнулись на значительные экспериментальные трудности и фактически не дали никаких результатов. Несомненно, ценные выводы можно было бы получить в опытах первого типа, т. е. таких, которые дали бы полную векторную диаграмму элементарного акта β -распада. Наилучшей постановкой такого опыта, вероятно, было бы использование пучка β -активных атомов в вакууме и двух групп счётчиков, могущих регистрировать одновременное движение электрона и ядра отдачи по заданным направлениям. Трудности таких опытов очевидны и до сих пор они не были осуществлены.

В ядерной физике, однако, сравнительно недавно (в 1938 г.) было открыто явление, которое предоставляет экспериментатору гораздо большие удобства для исследования ядер отдачи и построения выводов о существовании нейтрино, чем явление β -распада. Это — так называемый K -захват, один из типов радиоактивного распада, который осуществляется следующим образом: неустойчивое ядро атома захватывает орбитальный электрон из K -слоя окружающей это ядро электронной оболочки и, таким образом, превращается в ядро с атомным номером на единицу мень-

ше²³. Анализ этого явления сразу же приводит к необходимости предположить, как и в случае β -распада, участие нейтрино, а именно испускание нейтрино ядром в момент захвата K -электрона. Этого требуют попрежнему и закон сохранения энергии, и закон сохранения момента количества движения (спина). Нейтрино в виде своей кинетической энергии уносит ту разность энергий, которая освобождается в таком процессе радиоактивного превращения ядра. Если отказаться от представления об испускании нейтрино, то пришлось бы предположить бесследное исчезновение этой энергии.

Существенное отличие нейтрино, испускаемых при K -захвате, от нейтрино, испускаемых при β -распаде, заключается в их полной энергетической однородности: при K -захвате энергия распада не распределяется между двумя частицами; единственной частицей, вылетающей из ядра, является нейтрино и оно в каждом акте получает одну и ту же энергию — полную энергию распада.

Очевидно, что если ядра при K -распаде действительно испускают нейтрино, то при каждом таком распаде должно возникать ядро отдачи, причём кинетические энергии всех ядер отдачи данного K -активного вещества также должны быть одинаковыми.

Схема исследования отдачи, имеющего целью проверить гипотезу о нейтрино, при K -распаде значительно проще, чем при β -распаде. Захватывая K -электрон, ядро не испускает никаких других частиц, кроме нейтрино. Поэтому, если опыт покажет, что при K -распаде наблюдаются ядра отдачи, то уже сам по себе этот факт, в отличие от ситуаций при β -распаде, является наглядным доказательством того, что из ядра вылетают нейтрино. Однако, разумеется, полную силу такое доказательство приобретает только после количественного исследования. Последнее сравнительно не сложно.

Достаточно измерить кинетическую энергию ядра отдачи, чтобы на основании закона сохранения импульсов, т. е. полагая импульс ядра отдачи равным импульсу нейтрино, вычислить энергию нейтрино. С другой стороны, последняя может быть вычислена — на основании закона сохранения энергии — из экспериментальных данных об энергии, выделяющейся при радиоактивном превращении данного K -активного ядра. Если эти два совершенно независимых пути дадут одну и ту же цифру, то это можно считать в высшей степени убедительным экспериментальным доказательством существования нейтрино.

Идея об использовании явления K -захвата для исследования явлений, связанных с вопросом о реальности нейтрино, впервые была предложена А. И. Алихановым и А. И. Алиханьяном в конце 1938 г., очень скоро после того, как окончательно была экспериментально доказана возможность радиоактивных превращений путём K -захвата. Алиханов и Алиханьян предполагали в своих экспериментах использовать K -активный Be^7 , о свойствах которого как раз к тому времени было опубликовано подробное исследование²⁴. Это вещество в силу ряда особенностей действительно является чрезвычайно удачным для экспериментов такого рода. Прежде всего, из-за того, что атомный вес его очень мал, должны получаться ядра отдачи, обладающие значительной кинетической энергией. Далее

в отличие от многих других K -активных веществ у Be^7 имеет место K -захват в чистом виде — он не сопровождается параллельно идущим позитронным или электронным распадом. Поэтому отсутствуют всякие побочные явления, например, отдача от электронов. Наконец, у Be^7 довольно большой период полураспада — он равен 43 дням, что представляет значительное удобство при измерениях.

Радиоактивный распад Be^7 проявляется только в испускании γ -квантов с энергией 485 keV²⁵. Известно, что эти γ -кванты испускаются лишь примерно в 10⁰/₀ всех актов K -распада Be^7 и соответствуют тем случаям, когда в результате K -захвата конечное ядро, т. е. ядро Li^7 , образуется в возбужденном состоянии²⁴. В остальных 90⁰/₀ всех распадов переход происходит на основной уровень Li^7 , и в этом случае никакого излучения ядра Be^7 при распаде не дают, за исключением предполагаемого испускания нейтрино. Заметим, что испускание γ -лучей при некоторых из распадов Be^7 является весьма удачным обстоятельством: не будь его, вряд ли и к настоящему времени было бы обнаружено, что в некоторых ядерных реакциях образуется Be^7 , испытывающий K -распад. Характеристические рентгеновы лучи, испускание которых обычно является единственным сравнительно легко наблюдаемым внешним эффектом при K -захвате, в случае бериллия состоят из настолько мягких квантов (энергия характеристических K -квантов лития — меньше 100 eV), что обнаружить их почти невозможно; кроме того, для лития выход флюоресценции крайне мал, испускание рентгеновых квантов почти полностью заменяется испусканием Оже-электронов, также весьма мягких ($E \sim 50$ eV) и трудно наблюдаемых.

На основании данных о соответствующих ядерных реакциях известна разность собственных энергий (масс) атомов Be^7 и Li^7 . Она составляет около 1 MeV (позже были получены более точные данные; мы укажем их ниже). Такова, следовательно, предполагаемая кинетическая энергия нейтрино, вылетающих при K -распаде Be^7 . Отсюда легко подсчитать, что кинетическая энергия ядер отдачи должна составлять всего около 80 eV. Поэтому, измерения с ними должны производиться в условиях вакуума.

Алиханов и Алиханьян предполагали определять энергию ионов отдачи с помощью метода задерживающего поля, как это было сделано и в работе Лейпунского. Схема опыта такова. Be^7 предельно тонким слоем наносится на металлическую пластинку. В результате радиоактивного K -распада бериллий превращается в литий. Ядра лития в силу полученного при вылете нейтрино импульса должны срываться с поверхности металла, которую они покидают в виде ионов. Часть из этих ионов отдачи, преодолевая задерживающее поле, проходит сквозь сетчатый электрод, после чего они ускоряются разностью потенциалов ~ 6 kV и попадают на металлическую пластинку, покрытую окисью бериллия; последняя под ударами ионов испускает вторичные электроны, которые и считаются счётчиком Гейгера-Мюллера. Для увеличения эффективной площади вторичного эмиттера, с которой электроны ещё могут попасть в счётчик, была предусмотрена фокусировка электронов с помощью соответствующего поперечного магнитного поля.

Основное затруднение, встретившееся в работе, начатой Алихановым и Алиханьяном в 1940 г., заключалось в трудности получения достаточно тонкослойного и вместе с тем очень интенсивного препарата Be^7 . Работа была прервана в июне 1941 г..

Некоторые экспериментальные работы, посвященные исследованию отдачи ядер при K -захвате, были выполнены Альваресом и др.²⁶ в 1941 г. Они носили характер предварительных опытов. Было показано, что имеет место перенос ионов с поверхности радиоактивного источника на другую поверхность, расположенную рядом. Поскольку, однако, энергия ионов не была измерена, нельзя было утверждать, что причиной переноса является испускание ядром нейтрино при K -захвате и связанная с этим отдача ядра. Можно предположить и другие причины, например, изменение силы связи атома с поверхностью металлической подкладки, происходящее в момент K -распада. Таким образом, эти работы в отношении решения проблемы реальности нейтрино не дали ничего существенного.

Первое подробное и успешное исследование ядер отдачи, возникающих при K -распаде, осуществил в 1942 г. американский физик Джемс Аллен²⁷. Впервые результаты опыта дали несомненно положительный ответ на вопрос о существовании нейтрино. К изложению этой работы мы и переходим.

4. РАБОТА АЛЛЕНА. ДОКАЗАТЕЛЬСТВО СУЩЕСТВОВАНИЯ НЕЙТРИНО

В качестве исходного K -активного вещества Аллен также выбрал Be^7 . Измерение кинетической энергии ядер отдачи осуществляется опять-таки с помощью метода задерживающего поля. На рис. 4 схематически изображен прибор Аллена. Между радиоактивным источником и счётчиком ионов расположены две медные сетки, причём одна из них — сетка B — изолирована от корпуса и имеет отдельный вывод, тогда как другая имеет контакт с корпусом и вместе с последним заземляется.

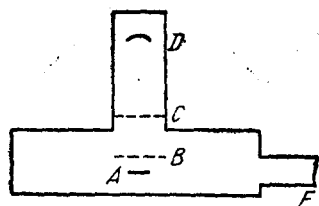


Рис. 4. Схема опыта Аллена.

A — радиоактивный источник, B и C — сетки, D — приёмный электрод счётчика ионов, E — трубка к вакуумному насосу

Положительно заряженные ионы отдачи, срываясь с поверхности источника, сначала попадают в ускоряющее электрическое поле, которое создаётся тем, что в сетке B прикладывается потенциал U (в 100—200 В), отрицательный по отношению к источнику A . Ионы, прошедшие сквозь первую сетку, попадают в задерживающее поле, созданное путём приложения к сетке C некоторого варьируемого потенциала, положительного по отношению к B и равного $U + \Delta U$. Пока энергия ионов больше, чем требуется для преодоления задерживающей разности потенциалов ΔU , некоторая часть ионов проходит сквозь сетку C , попадает снова в ускоряющее поле, которое создано между нею и счётчиком ионов, и отсчитывается счётчиком. Сняв кривую зависимости числа ионов, проходящих к счётчику, от величины задерживающего потенциала, легко определить максимальную энергию ионов отдачи. Типичная кривая такого рода,

полученная Алленом, приведена на рис. 5. Из этой кривой видно, что максимальная энергия ионов отдачи составляет около 50 eV. На первый взгляд может показаться, будто вид кривой противоречит тому, что мы говорили выше, а именно: что при K -захвате все ядра отдачи должны иметь одну и ту же энергию, в соответствии с монокинетичностью нейтрино. Вид кривой, изображенной на рис. 5, говорит о том, что ядра отдачи имеют разнообразные энергии от нуля до максимальной энергии, равной приблизительно 50 eV. Однако, противоречие здесь только кажущееся. Ядра отдачи действительно однородны по энергии, но они отличаются тем, что у них различна нормальная составляющая их скорости, так как ионы отдачи покидают поверхность источника под различными углами к нормали. Если для задержания иона, летящего прямо по нормали, нужно приложить некоторое электрическое поле, то ионы, летящие под углом к нормали, будут задержаны уже полями меньшей величины.

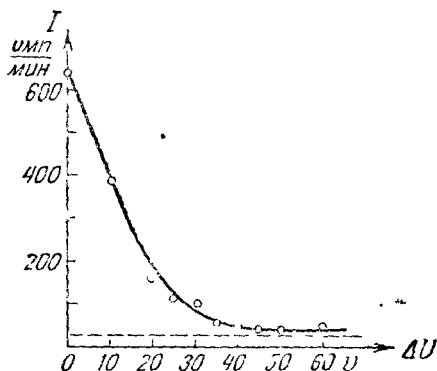


Рис. 5. Число отсчетов счётчика ионов (за 1 мин.) в функции от величины задерживающего потенциала. Пунктирная линия — спонтанные отсчеты счётчика

Таким образом, вид полученной кривой обусловлен самим существом того варианта метода задерживающего поля, который применяется в данном случае. Кроме того, некоторые из ионов тормозятся молекулами газа, прилипающими к поверхности источника, что также сказывается на форме кривой, так как приводит к появлению ионов, не обладающих полным количеством энергии отдачи ¹⁾.

Цифра максимальной энергии ионов отдачи, полученная Алленом, достаточно высока, чтобы сразу откинуть предположение о каких-либо побочных причинах срывания ионов с поверхности источника. Она хорошо совпадает с расчётной величиной, соответствующей гипотезе об испускании нейтрино при K -распаде Be^7 , и вполне обоснованным представляется заключение о том, что ионы, отсчитываемые счётчиком, срываются с поверхности источника действительно за счёт отдачи, возникающей при испускании нейтрино. Мы ещё скажем в дальнейшем о тех измерениях, которые сделал Аллен, чтобы получить возможно более точную величину энергии ядер отдачи. Теперь же остановимся на некоторых деталях экспериментов Аллена.

¹⁾ Строго говоря, в случае K -распада Be^7 речь должна идти не о полной однородности всех нейтрино по энергии, а о наличии двух групп нейтрино: в одной группе — основной — нейтрино обладают полной энергией, выделяющейся при превращении Be^7 в Li^7 ; в другой группе, составляющей по численности примерно 1/9 от первой, энергия нейтрино на 485 keV меньше полной энергии распада Be^7 , в соответствии с энергией γ -квантов, испускаемых в этих случаях вслед за испусканием нейтрино.

Мы уже указывали, что энергия ядер отдачи сравнительно очень велика, что ядра отдачи обладают поэтому ничтожным пробегом в веществе, ничтожной проникающей способностью. Отсюда ясно, что весьма существенным требованием к радиоактивному источнику в опытах подобного рода является то, что поверхность его не должна содержать никаких посторонних веществ, чтобы ядра отдачи ничем не были прикрыты сверху и свободно могли бы срываться с поверхности металлической подложки, преодолевая лишь адсорбционные силы, удерживающие их на этой поверхности. В идеале нужно стремиться получить монокристаллический слой радиоактивного вещества на поверхности подложки. Далее, немаловажную роль играет выбор материала подложки. Существенно, чтобы атомы отдачи покидали поверхность источника именно в том виде, в каком это наиболее удобно для дальнейших измерений: в виде положительно заряженных ионов с единичным зарядом.

Удача опытов Аллена в значительной мере обусловлена тем, что ему удалось получить достаточно тонкий слой Be^7 на металле (хотя, как мы увидим, его источник был ещё далеко не идеальным). В качестве подкладки он использовал платину. Атомы лития, образующиеся из атомов бериллия в результате K -распада последнего, срываются вследствие отдачи с поверхности платины, при этом ионизуются и покидают её в виде положительных ионов. Это происходит в силу того обстоятельства, что работа выхода электрона из платины больше, чем первый ионизационный потенциал лития. Поэтому электрон, «общий» для атома платины и прилипшего к нему атома лития, остаётся на платине, когда литий от неё отрывается.

Методика получения тонкослойного источника Be^7 в основном сводится к следующему. Фтористый литий облучается дейтонами на циклотроне. В результате реакции $\text{Li}^6(d, n)$ образуется K -активный Be^7 . Активированная соль наплавляется на платиновую ленточку, а затем испаряется в вакууме при температуре в 800°C . При этом всё неактивное вещество удаляется, тогда как почти весь радиоактивный бериллий остаётся на платине и внутри платины, куда он попадает благодаря диффузии. После этого платиновая ленточка подвергается кратковременному сильному нагреванию с помощью пропускания через неё настолько большого тока, что она в центре проплавляется. В результате получается достаточная поверхностная концентрация атомов радиоактивного Be^7 на платине. Кусочек такой ленточки приваривается к полоске тантала и весь этот радиоактивный источник монтируется в вакуумной камере между двумя зажимами, через которые можно пропускать ток.

Вторая экспериментальная деталь, на которой следует остановиться — счётчик ионов. Задача счёта сравнительно очень медленных ионов представляет собой далеко не простую проблему. В работе Лейпунского она была решена с помощью эффекта вторичноэлектронной эмиссии: ионы отдачи ускорялись электрическим полем, попадали на металлическую поверхность и выбивали из неё вторичные электроны, которые затем считались счётчиком Гейгера. Аналогичный метод, но в гораздо более совершенной форме, применён и Алленом. Последний в качестве счётчика ионов использует вторичноэлектронную умножительную трубку, разрабо-

танную им в 1939 г. и усовершенствованную (им же) в 1941 г. В трубке осуществляется чисто электростатическая фокусировка вторичных электронов; трубка содержит 11 электродов, покрытых окисью бериллия, и даёт общий коэффициент умножения $\sim 18\,000$. Большими преимуществами умножителя Аллена являются: 1) очень небольшое число спонтанных отсчётов (малый фон); 2) возможность присоединения непосредственно к вакуумному прибору без всякого окошка, что особенно существенно при работе с медленными ионами; 3) возможность выпуска воздуха в прибор без всякого вреда для электродов трубки. Умножитель присоединяется к ламповому усилителю, на выходе которого имеется электромагнитный нумератор, регистрирующий число импульсов. Специально проведённые опыты показали, что всё это счётное устройство отсчитывает практически каждый ион, попавший на первый электрод умножительной трубки.

Интересно, что Аллен сначала получил отрицательный результат: счётчик ионов не давал отсчётов даже при нулевом значении задерживающего потенциала, что свидетельствовало о том, что с поверхности источника никакие ионы не срываются. Однако, достаточно было прогреть источник в течение нескольких минут до $1\,000^\circ\text{C}$, пропустив ток через танталовую полосу (а затем охладить до комнатной температуры), как начинался интенсивный счёт ионов. Непосредственно после такой температурной обработки источника Аллен получал до 5 000 отсчётов в 1 мин. С течением времени интенсивность счёта ионов заметно падала; уменьшение её шло приблизительно по линейному закону, и начальная интенсивность падала вдвое за 40 мин. Повторный прогрев источника возвращал всё в исходное состояние — количество ионов отдачи возрастало до прежней величины. Эти эффекты получают совершенно естественное и правдоподобное объяснение: поверхность источника, несмотря на высокий вакуум в приборе (поддерживаемый трёхступенчатым масляным диффузионным насосом), постепенно засоряется прилипающими молекулами газа, которые в конце-концов образуют непроходимый для ионов отдачи слой. Прогрев танталовой полосы даёт обезгаживание поверхности источника, и тогда ионы отдачи свободно покидают её. Такого рода запирающие ионов слоем газа лишние раз показывает, насколько чисты должны быть здесь условия эксперимента, чтобы можно было добиться положительного результата.

При помощи контрольных опытов Аллен показал, что истинная величина задерживающего потенциала несколько меньше, чем фактически применённая разность потенциалов между сетками *B* и *C*, повидимому, за счёт так называемого «провисания» сильного электрического поля (действующего между *C* и счётчиком ионов) сквозь ячейки сетки *C*. Если в данные, получаемые из кривой рис. 5, внести поправку на провисание поля, то получается, что максимальная энергия ионов отдачи равна примерно 42 eV. Это можно считать вполне удовлетворительным совпадением с величиной 58 eV, которая получается по расчёту для атома лития, если принять, что энергия нейтрино при *K*-распаде Be^7 равна 870 keV, а масса покоя нейтрино равна нулю. Указанная цифра — 870 keV была получена в 1940 г.¹⁴ с большой точностью путём

определения порога реакции $\text{Li}^7(p, n)\text{Be}^7$. Эти измерения показали, что разность собственных энергий (масс) атомов Be^7 и Li^7 составляет $0,87 \pm 0,03$ MeV; следовательно, такова должна быть кинетическая энергия нейтрино, испускаемых в момент превращения Be^7 в Li^7 .

Если принять массу покоя нейтрино равной не нулю, а $0,2 m$ (где m — масса электрона), расчёт даёт для энергии отдачи иона лития цифру 57 eV. Это показывает, что нужно было бы измерить максимальную энергию ионов отдачи с весьма большой точностью, чтобы получить возможность на основании этих данных судить о массе нейтрино. Результаты Аллена показывают, что дальнейшее уточнение измерений не легко и требует существенного усовершенствования методики. Расхождение его данных с теоретически ожидаемой величиной хотя и не имеет принципиального значения и не умаляет ценности полученных результатов, доходит, как мы видели, до 15—16 eV. Причина этого расхождения, как полагает Аллен, отчасти лежит в том, что некоторую энергию ионы лития затрачивают на преодоление адсорбционных сил, удерживающих их на поверхности платины, а отчасти в том, что, повидимому, при прогреве источника всё же не достигается полное обезгаживание его поверхности, так что ионы несколько тормозятся адсорбированными молекулами воздуха. К этому необходимо добавить, что если внимательно проанализировать возможные траектории ионов отдачи при тех электрических полях и той геометрии опыта, какие имеют место в приборе Аллена, то становится очевидным, что граничное значение энергии ионов, попадающих в счётчик, не может быть определено с большой точностью. Это подтверждается характером кривой, приведённой на рис. 5: она не переходит резко в линию, параллельную оси абсцисс; напротив, этот переход идёт очень плавно.

Укажем в заключение, что Аллен провёл ещё один контрольный эксперимент с целью доказать, что ионы отдачи, регистрируемые счётчиком, нельзя интерпретировать как ионы отдачи от γ -квантов, испускаемых при K -распаде Be^7 . Как мы уже упоминали выше, эти γ -кванты испускаются всего примерно в 10% всех актов распада Be^7 и имеют энергию в 485 keV. Как легко подсчитать, энергия отдачи, которую такой γ -квант в момент испускания сообщает атому лития, составляет всего 18,1 eV. Так как измеренная на опыте максимальная энергия ионов отдачи почти втрое превышает эту величину, постановку указанных контрольных опытов в сущности можно считать излишним ригоризмом. Опыты заключались в попытке констатировать совпадения во времени между вылетом γ -кванта и возникновением ядра отдачи. Для этой цели вблизи от источника, вне вакуумной камеры, помещался счётчик Гейгера-Мюллера, считавший γ -лучи бериллия, и с помощью хорошо известных радиотехнических методов регистрировались совпадения во времени импульсов в этом счётчике и импульсов в счётчике ионов. Результат получился полностью отрицательный — никаких совпадений такого рода не наблюдается.

Мы можем резюмировать результаты, полученные Алленом, следующим образом.

1. Ставя своей целью дать хотя и не прямое, но в настоящее время, повидимому, единственно возможное экспериментальное доказательство

существования нейтрино, Аллен исследует явление отдачи ядер, которое должно иметь место при K -распаде, если последний сопровождается испусканием нейтрино. Для этой цели он берёт радиоактивный Be^7 , который распадается, испуская только γ -лучи и не испуская ни электронов, ни позитронов. Полученный многими исследователями ряд данных убедительно говорит за то, что Be^7 распадается путём K -захвата, превращаясь в Li^7 . Разность масс атомов $\text{Be}^7 - \text{Li}^7$, т. е. энергия, освобождающаяся в этом переходе, равна $0,87 \pm 0,03$ MeV. Предполагается, что эту энергию получает нейтрино. Без гипотезы о нейтрино пришлось бы допустить, что энергия эта бесследно теряется и закон сохранения энергии не соблюдается.

2. Аллен констатировал в своих экспериментах, что при распаде Be^7 атомы срываются с поверхности металла, на которой они держались до распада, причём максимальная кинетическая энергия, которую они приобретают, достаточно хорошо совпадает с той энергией отдачи, какую должен получить атом лития при вылете из ядра некоторой частицы с энергией в 0,87 MeV и малой массой.

3. Если не делать каких-либо совершенно новых предположений относительно механизма, с помощью которого может быть унесена освобождающаяся при K -распаде атома Be^7 энергия в 0,87 MeV и с помощью которого ядро в этот момент испытывает отдачу, приобретая энергию приблизительно в 58 eV, мы должны заключить, что результаты опытов Аллена свидетельствуют о том, что при распаде Be^7 действительно испускаются нейтрино.

Таким образом, не будет преувеличением, если мы, суммируя всё изложенное, скажем, что в прекрасно выполненной работе Аллена осуществлено экспериментальное открытие нейтрино. Отныне нейтрино — эта частица, которая в течение 11 лет не признавалась реально существующей и оставалась на положении гипотетической, — становится равноправным членом семьи элементарных частиц, наряду с нейтроном, позитроном, мезоном и другими.

Нам остаётся сказать ещё несколько слов о желательном направлении дальнейших исследований. Прежде всего, в работе Аллена совершенно не нашёл отражения тот факт, что ядра отдачи при распаде Be^7 обладают одной и той же энергией — в соответствии с монокинетичностью возникающих при K -захвате нейтрино. Для проверки этих представлений было бы весьма существенно получить кривую, из которой была бы очевидна одинаковость энергий ядер отдачи. Такая кривая, несомненно, может быть получена, если значительно усовершенствовать методику определения энергии ионов отдачи, применив вместо примитивного варианта метода задерживающего поля рационально выбранную электроннооптическую систему электродов. Одновременно это дало бы возможность значительно повысить точность определения абсолютного значения энергии ионов отдачи, благодаря чему, вероятно, можно было бы с большой точностью установить, отлична ли от нуля масса нейтрино. С этой же целью весьма существенно было бы получить ещё более тонкослойный препарат Be^7 , чем у Аллена, и ещё лучшее обезгаживание активной поверхности (которого, как указывает и Аллен, вероятно, можно было

бы добиться прогревом радиоактивного источника во время измерений).

Наконец, заметим, что несмотря на гораздо большую сложность большой интерес представляет также доведение до конца опытов по отдаче ядер при β -распаде — уже не для того, чтобы лишний раз доказать реальность нейтрино, а для получения сведений о распределении углов разлёта электрона и нейтрино при β -распаде. Мы уже упоминали, что такие сведения были бы весьма интересны с точки зрения проверки разных вариантов теории β -распада.

ЛИТЕРАТУРА

1. O. Baeyer u. O. Hahn, *Phys. Z.*, **11**, 488, 1910.
2. J. Chadwick, *Verh. d. D. Phys. Ges.*, **16**, 383, 1914.
3. A. I. Alichanjan, A. I. Alichanow u. B. S. Džелепов, *Phys. Z. Sowjet.*, **11**, 204, 1937; А. И. Алиханьян и А. С. Зазельский, *ДАН*, **17**, 463, 1937.
- 4а. C. D. Ellis a. W. A. Wooster, *Proc. Roy. Soc.*, **117**, 109, 1927.
- 4б. L. Meitner u. W. Orthmann, *Z. Physik*, **60**, 143, 1930.
5. L. B. Loeb, *Phys. Rev.*, **34**, 1212, 1929.
6. J. A. Chalmers, *Proc. Cambr. Phil. Soc.*, **28**, 328, 1932.
7. S. Rosseland, *Z. Physik*, **14**, 173, 1923; W. Heisenberg u. W. Pauli, *Z. Physik*, **56**, 1, 1929.
8. G. Beck u. K. Sitte, *Z. Physik*, **86**, 105, 1933.
9. H. R. Crane, *Phys. Rev.*, **53**, 317, 1938.
10. G. Jauncey, *Phys. Rev.*, **53**, 106, 265, 1938.
11. A. Ruark a. C. Jones, *Phys. Rev.*, **53**, 264, 1938; C. T. Zahna. A. H. Spees, *Phys. Rev.*, **53**, 365, 431, 1938; А. И. Алиханов, А. И. Алиханьян и М. С. Козодаев, *ДАН*, **20**, 427, 1938.
12. N. Bohr, *J. Chem. Soc.*, London, 1932, 349 (Faraday Lecture, 1930).
13. C. D. Ellis a. N. F. Mott, *Proc. Roy. Soc.*, **141**, 502, 1933; C. D. Ellis, *Intern. Conf. on Phys'cs*, London, 1934, p. 43.
14. R. O. Haxby, W. E. Shoupp, W. E. Stephens a. W. H. Wells. *Phys. Rev.*, **58**, 1035, 1940.
15. H. Bethe a. R. Peierls, *Nature*, **133**, 532, 1934.
16. J. Chadwick a. D. E. Lea, *Proc. Cambr. Phil. Soc.*, **30**, 59, 1934.
- 17а. M. E. Nahmias, *Proc. Cambr. Phil. Soc.*, **31**, 99, 1935.
- 17б. H. Bethe, *Proc. Cambr. Phil. Soc.*, **31**, 108, 1935.
18. А. И. Алиханьян, А. И. Алиханов и Б. С. Джелепов, *ДАН*, **19**, 375, 1938; А. И. Алиханьян, *Изв. АН, сер. физич.*, **135**, 1938 (см. стр. 145); А. I. Alichanjan 'a. S. J. Nikitin, *Journ. Phys. USSR*, **3**, 243, 1940.
19. F. Bloch a. C. Möller, *Nature*, **136**, 911, 1935; M. H. Hebb, *Physica*, **5**, 701, 1938.
20. A. I. Leipunsk', *Proc. Cambr. Phil. Soc.*, **32**, 301, 1936.
21. H. R. Crane a. J. Halpern, *Phys. Rev.*, **53**, 789, 1938.
22. H. R. Crane a. J. Halpern, *Phys. Rev.*, **56**, 232, 1939.
23. См. А. П. Гринберг, *Успехи химии*, **11**, 141, 1942 (обзор и библиография).
24. L. H. Rumbachh, R. B. Roberts a. L. R. Hafstad, *Phys. Rev.*, **54**, 657, 1933.
25. I. Zlotowski a. J. H. Williams, *Phys. Rev.*, **62**, 29, 1942.
26. L. W. Alvarez, A. C. Helmholtz a. B. T. Wright, *Phys. Rev.*, **60**, 160 (A), 1941; B. T. Wright, *Dissert* (см. E. P. Cooper, *Phys. Rev.*, **61**, 1, 1942).
27. J. Allen, *Phys. Rev.*, **61**, 692, 1942.