

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРИНО С ВЕЩЕСТВОМ *)

Ф. Райнес

ВВЕДЕНИЕ

В то время, когда автор писал этот обзор, началось обсуждение новой роли, которую может играть нейтрино. В работах Ли, Янга, Шварца и Понтекорво¹⁻⁴ эту частицу было предложено использовать в качестве «пробного тела» для изучения структуры элементарных частиц. Были высказаны серьезные доводы в пользу того, что машины высокой энергии смогут дать пучки нейтрино, достаточно интенсивные для опытов, в которых нейтрино поглощаются или рассеиваются нуклонами, или взаимодействуют с электронами. Эти опыты особенно важны в связи с возможностями, которые они открывают для изучения природы слабого взаимодействия. Одной из наиболее интересных задач будет проверка идентичности нейтрино, возникающих при распаде мезона, и нейтрино, связанных с ядерным β -распадом.

В этом обзоре, имеющем во многом характер предварительного рассмотрения, мы с самого начала упоминаем о проблеме нейтрино высоких энергий, с тем чтобы обратить внимание на новую роль нейтрино как прямого средства эксперимента, в противоположность его старой и более известной роли плодотворной гипотезы.

Известно, что нейтрино было введено Паули⁵ в 1930 г. для того, чтобы спасти законы сохранения энергии и импульса при объяснении опытов по ядерному β -распаду. Ферми⁶ в 1933 г. при формулировке количественной теории β -распада^{**)} использовал эту идею Паули и указал наиболее существенные свойства, которых следовало ожидать для нейтрино. Основываясь на известных фактах β -распада, Ферми пришел к выводу, что у нейтрино нет электрического заряда, его масса покоя равна нулю или много меньше массы электрона, спин равен $\frac{1}{2}$ и оно способно уносить импульс и энергию^{***)}. Бете и Пайерлс⁹, использовав теорию Ферми, оценили

*) F. R e i n e s, Neutrino Interactions, Annual Review of Nuclear Science Vol. 10 (1960). Рассмотрение литературы в этом обзоре доведено до 1 мая 1960 г.

**) Обзор положения с β -распадом дан Е. Конопинским в 9-м томе этой серии²². Ву рассмотрела вопрос о нейтрино в своей статье в сборнике, посвященном памяти В. Паули.

***) Опыты по изучению спектров при β -распаде дали указание на существование нейтрино. Значительно более подробные сведения о β -взаимодействии были получены при исследовании угловой корреляции электрона и ядра отдачи, возникающей при испускании нейтрино. В простейшем случае захвата орбитального электрона возникают только две частицы. Даже в этом наиболее благоприятном случае энергия ядра отдачи весьма мала (<100 эв), и для выполнения этих опытов оказалось нужным развить специальные методы. В некоторых случаях, когда энергия этих ядер отдачи была измерена (Be^7 , Ar^{37} , Cd^{107}), она оказалась в согласии с предположениями о свойствах нейтрино. Необходимо отметить, что опыты с ядрами отдачи сводятся к наблюдению

сечение вызванного нейтрино обратного β -распада и пришли к выводу, что для нейтрино с энергией $2,3 \text{ Мэв}$ оно должно быть близко к 10^{-44} . Из этого следовало, что наблюдение процесса



(здесь $\bar{\nu}$, p , β^+ и n обозначают антинейтрино, протон, позитрон и нейтрон соответственно) при экспериментальных методах того времени было невозможно. Только в сравнительно недавней работе даже это наиболее «легко» поддающееся наблюдению взаимодействие свободного антинейтрино с веществом было изучено экспериментально^{10, 11}. До появления недавних работ Маршака и Сударшана¹² и Фейнмана и Гелл-Мана¹³ теория не была в состоянии сделать предсказания о других нейтринных взаимодействиях, отличных от обратного β -распада, таких, например, как взаимодействие нейтрино с электронами. Тем не менее, экспериментальные поиски таких взаимодействий производились. Выраженные в значениях магнитного момента нейтрино*), эти опыты показали¹⁴⁻¹⁷, что он меньше 10^{-9} от электронного магнетона Бора ($e\hbar/mc$). Эти же опыты были интерпретированы Розендорфом¹⁸ для получения верхнего предела электрического дипольного момента нейтрино, который оказался меньше $2 \cdot 10^{-20} \text{ е.с.м.}$, где e — заряд электрона. Эти данные дают также порядок верхнего предела электрического заряда нейтрино; он оказался меньше $10^{-8}e$. Тот факт, что вещество электрически нейтрально, в соединении с существованием реакции



также может быть использован для установления верхнего предела электрического заряда нейтрино.

Из двухкомпонентной теории Ли и Янга¹⁹, Ландау²⁰ и Салама¹⁶ следует, что масса нейтрино в точности равна нулю и что нейтрино не имеет ни электрического, ни магнитного взаимодействия. Из теории следует также стопроцентная поляризация нейтрино со спином, параллельным (антинейтрино) или антипараллельным (нейтрино) импульсу.

Для того чтобы сделать более ясным, насколько спекулятивны рассуждения следующих разделов, касающиеся обнаружения взаимодействий свободного нейтрино, отличных от реакции (1), мы начнем с подробного рассмотрения нейтринных опытов, выполненных в Лос-Аламосе.

1. ОПЫТЫ В ЛОС-АЛАМОСЕ

Главной целью Лос-Аламоссских опытов было показать, что нейтрино имеет самостоятельное существование и что оно может быть обнаружено вне места своего зарождения по эффектам, которые оно вызывает в счетчиках^{10, 11}. В процессе этих исследований оказалось, что величина сечения взаимодействия также представляет интерес, и, после того как основные задачи были разрешены, некоторое внимание было уделено этому вопросу. Опыты, ставшие возможными благодаря существованию интенсив-

результата испускания нейтрино и поэтому, подобно измерениям β -спектра, не дают дополнительных доказательств нейтринной гипотезы, которая для того и была предложена, чтобы объяснить кажущееся несохранение энергии и импульса в таких процессах. Однако, если бы ожидаемая отдача не наблюдалась, это было бы серьезной трудностью для нейтринной гипотезы. Подробное обсуждение вопроса об отдаче и угловой корреляции произведено Алленом в его книге «Нейтрино»⁸.

*) Салам¹⁶ показал, что из двухкомпонентной теории следует нулевой магнитный момент нейтрино.

ных источников антинейтрино ($\sim 10^{13} \sqrt{\nu}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$), какими являются реакторы деления, являются первыми шагами в прямом изучении взаимодействий нейтрино.

Энергетический спектр антинейтрино из осколков деления. Так как для интерпретации опытов существенно знание спектра антинейтрино, поступающих в регистрирующую аппаратуру, для определения этого спектра были выполнены соответствующие измерения. В принципе здесь возможны два подхода. Во-первых, можно измерить спектр позитронов в реакции (1) и отсюда вывести спектр антинейтрино (за исключением нормировки). Это возможно благодаря тому, что при энергии в несколько *Мэв* легкий позитрон уносит почти всю кинетическую энергию. Во-вторых, можно измерить спектр электронов из осколков деления и использовать его для получения спектра антинейтрино. В каждом из двух случаев нормировка спектров, выраженная в числе β -частиц или антинейтрино на акт деления, может быть получена из измерений β -частиц деления. В принципе в связи с неопределенностью, возникающей из-за сложного характера β -спектров, образованных множеством излучателей, следует предпочесть первый способ. Однако методика обнаружения нейтрино находится в примитивной стадии, и поэтому в настоящее время возможны лишь грубые непосредственные измерения спектров (см. ниже, § 2). В области представляющих интерес энергий ($> 1,8 \text{ Мэв}$) отклонения каждого индивидуального β -спектра от разрешенной формы, вызванные кулоновским взаимодействием, весьма малы. Это позволяет значительно упростить процесс перехода к спектру антинейтрино, без введения больших ошибок в результирующий спектр²¹. β -частицы осколков деления измеряются с помощью пластического сцинтиллятора, смонтированного на корпусе фотумножителя. С помощью этого детектора «рассматривают» счетчик деления, помещенный в пучке тепловых нейтронов Лос-Аламосского реактора OWR. Это дает возможность определить число β -частиц на деление в данном интервале энергий. Фон от счета γ -лучей сильно уменьшается с помощью совпадений между сцинтиллятором и помещенным перед ним газовым пропорциональным счетчиком.

На рис. 1 показано измеренное число β -частиц на деление на *Мэв* и спектр антинейтрино, полученный в двух крайних предположениях о заряде ядра осколков, испускающих β -частицы (и антинейтрино). Действительный спектр проходит между двумя пунктирными кривыми.

Вычисленное сечение для реакции (1). В двухкомпонентной теории нейтрино сечение $\sigma(E_{\bar{\nu}})$ для поглощения антинейтрино

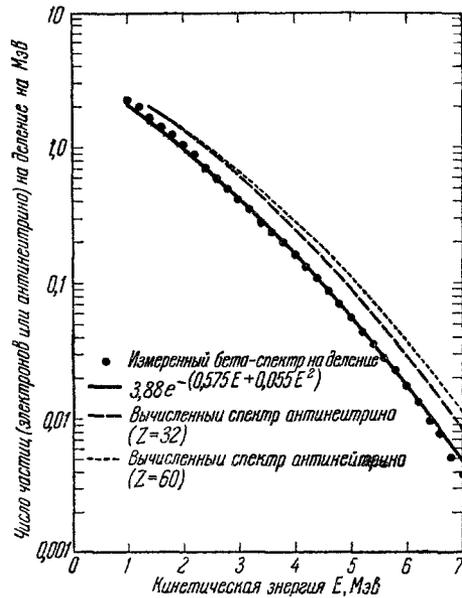


Рис 1. Измеренный дифференциальный энергетический спектр β -частиц при делении урана и полученный по этим данным спектр антинейтрино для зарядов ядра $Z=32$ и 60 .

с данной энергией свободным протоном ²² дается выражением*)

$$\sigma(E_{\bar{\nu}}) = \frac{g^2}{\pi} \left(\frac{\hbar}{mc} \right)^2 \left[E_{\bar{\nu}} - \frac{M_n - M_p}{m} \right] \left[\left(E_{\bar{\nu}} - \frac{M_n - M_p}{m} \right)^2 - 1 \right]^{1/2}, \quad (3)$$

где $M_n - M_p$ — разность масс нейтрона и протона, $E_{\bar{\nu}}$ — энергия антинейтрино в единицах mc^2 и g^2 — соответствующая константа связи для β -распада. Подставляя численные значения, получим

$$\sigma(E_{\bar{\nu}}) = 2 \cdot (1,12 \pm 0,14) \cdot 10^{-44} (E_{\bar{\nu}} - 2,53) [(E_{\bar{\nu}} - 2,53)^2 - 1]^{1/2} \text{ [см}^2\text{]}. \quad (4)$$

Здесь

$$\left(\frac{\hbar}{mc} \right)^2 = 1,49 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2, \quad \frac{G^2}{2\pi} = g^2 \frac{m^2}{2\pi\hbar^4}$$

и g^2 — константа, обычно используемая в теории β -распада, в предположении, что ядерный матричный элемент для распада нейтрона равен 1. Эта константа связана со средним временем жизни нейтрона выражением ²⁴

$$\frac{1}{\tau_n} = \frac{g^2 m^5 c^4 F(\eta_0)}{2\pi^3 \hbar^7},$$

где $F(\eta_0)$ — функция Ферми, $\eta_0 = 2,324$ и $F(\eta_0) = 1,633$.

Для $\tau_n = 173 \pm 2,2$ мин

$$\frac{g^2}{2\pi} \left(\frac{\hbar}{mc} \right)^2 = (1,12 \pm 0,14) \cdot 10^{-44} \text{ см}^2.$$

Зависимость сечения от энергии в этой области малых энергий (< 10 Мэв) определяется обычными соображениями о фазовом объеме. При высоких энергиях ($\sim 1/2$ Бэв) следует учитывать другие факторы, связанные с действительной структурой ядра (см. § 3).

Усредняя выражение для сечения по спектру антинейтрино из осколков деления, приведенному на рис. 1, мы получаем $N\bar{\sigma} = (6,1 \pm 1) \cdot 10^{-43} \text{ см}^2/\text{деление}$, где $N=6,1$ есть число антинейтрино на деление (случайное совпадение).

Опыты по идентификации нейтрино. Как отмечено выше, Лос-Аламосский опыт был предпринят для получения однозначных доказательств возникновения в мишени реакции, вызванной нейтрино, созданными где-либо вне мишени. Этот опыт оказался возможным, во-первых, благодаря развитию метода больших мишеней, «расматриваемых» с помощью жидких сцинтилляторов, и, во-вторых, благодаря наличию сильных источников антинейтрино, какими являются мощные реакторы деления. На рис. 2 схематически показана применявшаяся система обнаружения антинейтрино. Антинейтрино от распада осколков деления попадали в водную мишень, в которой был растворен CdCl_2 . В исследуемой реакции (1) образуются позитрон и нейтрон. Позитрон замедляется и аннигилирует с электроном. При этом возникают два γ -кванта с энергией 0,5 Мэв, которые покидают мишень и регистрируются двумя сцинтилляционными счетчиками, расположенными с противоположных сторон мишени и включенными на совпадения. После того, как нейтрон замедляется в воде, он захватывается кадмием. Этот захват обнаруживается по множественным γ -квантам захвата, регистрируемым по совпадениям в двух сцинтилляционных счетчиках. Таким образом, взаимодействие с антинейтрино может быть отмечено сдвинутым совпадением

*) Простой вывод, справедливый с точностью до численного множителя, см. у Ферми ²³.

между импульсами, возникшими от аннигиляции позитрона, и запоздавшими на время порядка микросекунд импульсами от захвата нейтрона в кадмии. Опыты состояли из серии измерений, в которых подробно изучались случаи совпадений с целью показать, что: а) число сигналов, связанных с работой реактора, находится в согласии с теоретически ожидаемым; б) первый импульс от сигнала сдвинутых совпадений происходит от аннигиляции позитрона; в) второй импульс от сигнала сдвинутых совпадений связан с захватом нейтрона; г) число сдвинутых совпадений зависит от числа протонов мишени;

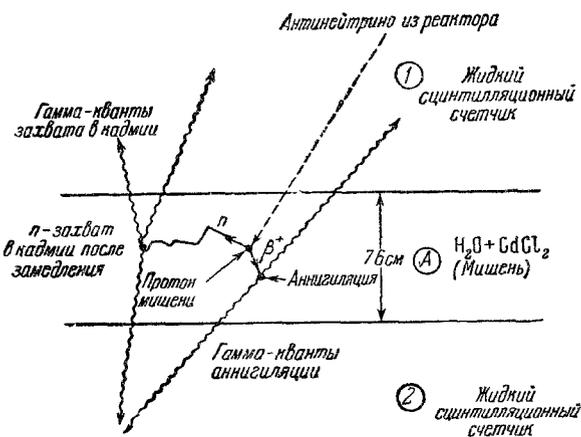


Рис. 2. Схема опыта по обнаружению антинейтрино.

д) сдвинутые совпадения не могут быть вызваны излучением, отличным от антинейтрино. Последнее было доказано опытами по поглощению.

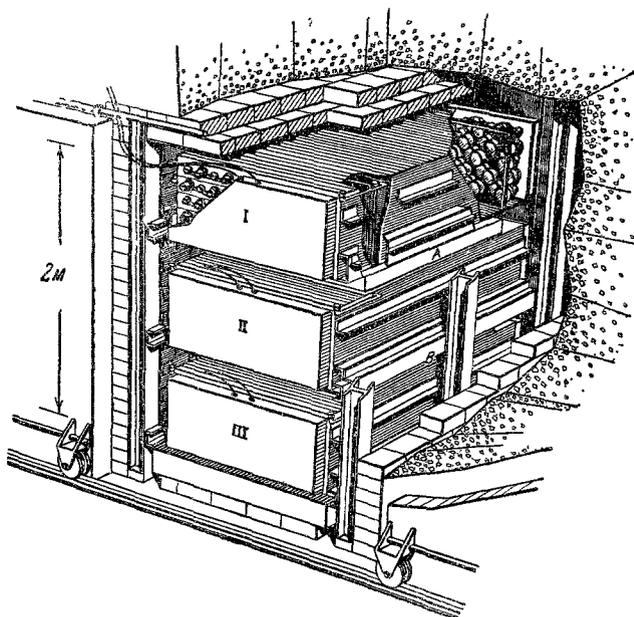


Рис. 3. Эскиз детектора нейтрино внутри свинцовой защиты.

Сосуды, обозначенные I, II, III, содержат 1400 л жидкого сцинтиллятора на основе триэтилбензола (ТЭВ). Каждый сосуд рассматривается 110 пятидюймовыми фотоумножителями. Сцинтиллирующей добавкой в ТЭВ служит р-терфенил (3 г/л); для смещения длины волны излучения сцинтиллятора служит РОРОР (0,2 г/л). Фотоумножители погружены в чистый, несцинтиллирующий ТЭВ, что обеспечивает оптический контакт для излучения сцинтилляции. Сосуды А и В сделаны из полистирена и содержат 200 л воды, в которой растворены 40 кг $CdCl_2$. Выдвижные двери сделаны из свинца.

Идея устройства необходимой для этих опытов регистрирующей системы может быть понята из эскиза, приведенного на рис. 3.

Размеры детектора, весившего без свинцовой защиты около 10 т, определялись в первую очередь малым сечением взаимодействия. Отметим также, что из-за малой скорости счета и необходимости в большом числе контрольных опытов весь эксперимент длился 2085 часов.

Скорость счета сигналов. Связанная с работой реактора скорость счета была равна $3,0 \pm 0,2 \text{ час}^{-1}$. При этом отношение счета сигналов к полному числу случайных совпадений было равно 4 : 1; отношение сигнала к фону, коррелированному с работой реактора (например, захват нейтронов), равнялось 5 : 1; отношение сигнала к случайным совпадениям, коррелированным с работой реактора, было равно 25 : 1. Такому значению сигнала при измеренной

Таблица 1

Проверка поглощения сигнала свинцом

Толщина Рв в см	Ожидае- мый сигнал	Наблюдаемый сигнал
0	1,00	1,00
0,16	0,40	$0,50 \pm 0,13$
0,48	0,12	$0,32 \pm 0,14$
0,95	0,02	$0,03 \pm 0,06$

эффективности регистрации позитронов и нейтронов и известном потоке анти-нейтрино из реактора соответствует сечение $\tilde{\sigma} = (1,2^{+0,7}_{-0,4}) \cdot 10^{-43} \text{ см}^2$, находящееся в согласии с теоретически ожидаемым $\tilde{\sigma} = (1,0 \pm 0,16) \cdot 10^{-43} \text{ см}^2$.

Первый импульс, созданный позитроном. Для изучения первого импульса производилось измерение зависимости сигнала от толщины слоя свинца, введенного между

водной мишенью и одним из детекторов. После поправки на ослабление эффективности регистрации нейтронов, связанное с введением поглотителя, было обнаружено, что уменьшение числа совпадений находится в согласии с ожидаемым в том случае, если первый импульс создан излучением аннигиляции позитрона. В табл. I приведено наблюдавшееся и ожидаемое уменьшения сигнала в зависимости от толщины свинца.

Это согласие следует считать достаточно хорошим, если иметь в виду погрешности, возникающие при оценке ожидаемого значения интенсивности. Кроме того, спектр амплитуд первых импульсов находится в лучшем согласии со спектром позитронного источника, чем со спектром фоновых импульсов. Таким образом, вся совокупность экспериментальных данных подтверждает предположение, что первый импульс создан позитроном.

Второй импульс, созданный нейтроном. Нейтронное происхождение второго импульса с очевидностью следует из серии опытов, в которых изменялась концентрация кадмия в водной мишени. Наиболее убедительными были измерения с кадмием и без кадмия. Как и следовало ожидать, для нейтронов в последнем случае счет совпадений практически прекращался: его превышение над фоном составляло $0,02 \pm 0,07 \text{ час}^{-1}$. Кроме того, было найдено, что распределение интервалов времени между первым и вторым импульсами соответствует распределению, ожидаемому для захвата нейтрона, а спектр вторых импульсов согласуется с ожидаемым для γ -лучей захвата.

Таким образом, было показано, что вторые импульсы, вызванные парами, связанными с работой реактора, имеют нейтронное происхождение. Необходимо было также показать, что первые импульсы не созданы нейтронами. Такая ложная последовательность импульсов мыслима как результат ряда столкновений, испытываемых быстрым нейтроном в обеих частях сцинтилляционного детектора, после которых он в конце концов захватывается кадмием в водной мишени. Проверка с помощью источника быстрых нейтронов показала, что такое происхождение первых импульсов маловероятно: она привела к возрастанию числа случайных, а не коррелированных совпадений. Как указывалось выше, вклад связанных

с работой реактора случайных совпадений составляет меньше $1/25$ интенсивности сигнала от антинейтрино, что позволяет не принимать во внимание нейтроны от реактора.

Зависимость сигнала от числа протонов в мишени. Этот опыт заключался в уменьшении числа протонов в мишени, однако без значительного изменения эффективности системы к регистрации явлений, связанных с антинейтрино. Это достигалось заменой примерно половины протонов дейтонами, т. е. смешиванием легкой и тяжелой воды. Отношение наблюдаемой и ожидаемой интенсивностей составляло при этом $0,7 \pm 0,2$; указанная ошибка является статистической. При оценке ожидаемого значения учитывалась возможность небольшого (10%) эффекта от взаимодействий антинейтрино с дейтонами мишени согласно реакции



Согласие с ожидаемым значением оставляет желать лучшего, но оно полуквантитативным образом демонстрирует зависимость эффекта от числа протонов в мишени. Следует заметить, что, в то время как сигнал от антинейтрино при разбавлении мишени дейтонами меняется значительно, разбавление лишь незначительно меняет эффективность регистрации фоновых эффектов. Это подтверждает вывод о том, что сигнал действительно создается антинейтрино.

Проверка методом поглощения. Так как все известные частицы, возникающие при делении и отличные от антинейтрино, могут быть с большой эффективностью поглощены в слоях защиты от γ -лучей и нейтронов, представляло интерес произвести соответствующую проверку наблюдаемого эффекта. С этой целью между реактором и аппаратурой, регистрирующей антинейтрино, помещалась дополнительная защита. Специальные измерения показали, что эта защита уменьшает число γ -лучей и нейтронов, достигающих детектора не меньше чем на порядок величины. В то же время величина эффекта не изменилась. она равна $1,74 \pm 0,12 \text{ час}^{-1}$ с защитой и $1,69 \pm 0,17 \text{ час}^{-1}$ без нее.

Измерение сечения реакции $\bar{\nu} + p \rightarrow \beta^+ + n$. Следующим шагом после обнаружения антинейтринной реакции было более точное измерение ее сечения. Схема этого опыта показана на рис. 4. В качестве протонной мишени служил жидкий сцинтилляционный счетчик объемом 1400 л — один из счетчиков, использовавшихся в предшествовавших опытах по идентификации антинейтрино. В сцинтиллирующий раствор этого счетчика было введено соединение кадмия, что позволило воспользоваться методикой сдвинутых совпадений. Ряд технических усовершенствований, достигнутых в этом опыте, связан с улучшением защиты реактора от космических лучей и с усовершенствованием электронной части установки. В остальном этот опыт²⁵ мало чем отличался от ранней попытки¹⁰, сделанной в 1953 г.

В каждой паре последовательных импульсов первый импульс вызван замедлившимся и аннигилировавшим позитроном, второй — захватом нейтрона кадмием в сцинтиллирующем растворе. В таком опыте информация, получаемая на один импульс, оказывается меньшей, чем в опыте по обнаружению нейтрино (за исключением того, что опыт дает спектр позитронов). Поэтому было необходимо увеличить эффективность регистрации антинейтрино; при этом, однако, возрос и фон. Так, например, эффективность обнаружения возросла от 2,5 до 8,5% при изменении размеров мишени от 400 л (H_2O) до 1400 л (ТЭВ). Это дало увеличение скорости счета от 3 до 40 час^{-1} . Увеличение скорости счета получено в этом случае ценой возрастания отношения сигнала к шуму на два порядка

величины, если считать шумом случайный фон от реактора. Отношение фона от космических лучей к сигналу возросло примерно в 10 раз.

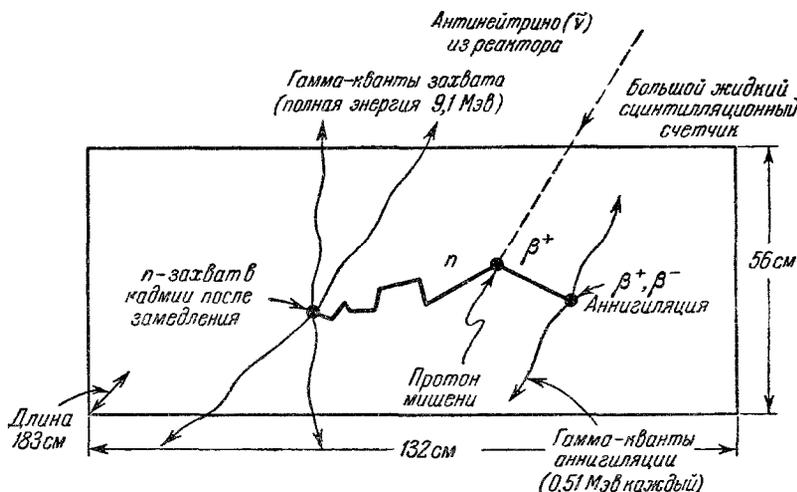


Рис. 4. Схема антинейтринного детектора.

Объем, равный $1,4 \cdot 10^3$ л, наполнен смесью, состоящей из триэтилбензола с небольшим количеством *p*-терфенила (3 г/л), РОРОР (0,2 г/л) и кадмия (1,8 г/л) в виде CdCl_2 . При взаимодействии нейтрино с протоном возникает нейтрон и позитрон. Позитрон замедляется и аннигилирует, образуя излучение аннигиляции. Нейтрон замедляется водородом сцинтиллятора и захватывается кадмием, при этом возникают γ -лучи захвата.

Такое возрастание фона не является неожиданным, так как нейтроны космических лучей могут, подобно антинейтрину, дать последовательность коррелированных сдвинутых совпадений, первый импульс которых создается протоном отдачи (вместо позитрона), а второй вызван захватом нейтрона. Кроме того, уменьшение кратности необходимых для регистрации нейтрино совпадений, произведенное в этом опыте, сильно увеличивает вероятность случайных совпадений. Несмотря на увеличившийся фон, скорость счета оказалась достаточной для обеспечения малой статистической ошибки, и благодаря лучшему знанию эффективности полное сечение оказалось измеренным более точно.

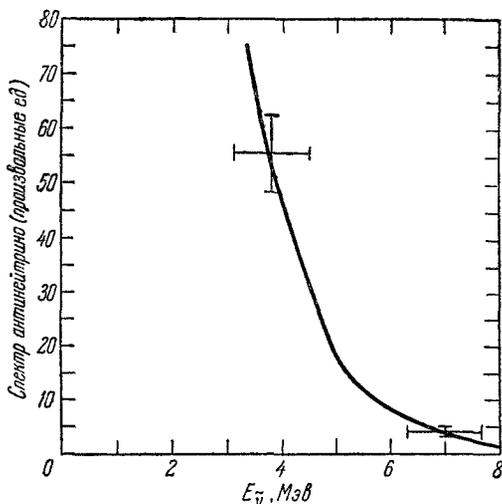


Рис. 5. Дифференциальный спектр антинейтрино из осколков деления, полученный по спектру β^+ в реакции $\bar{\nu}(p, n)\beta^+$.

Крестами показаны оценки ошибок измерений. Сплошная кривая получена из рис. 1 и соответствующим образом нормирована. В кривой допущена небольшая ошибка. В области больших энергий в конце спектра она должна проходить несколько ниже.

Среднее сечение взаимодействия для антинейтрино из осколков деления дается выражением

$$\bar{\sigma} = \frac{R}{3600fn\epsilon_{\beta^+ + \epsilon_n}} \text{ [см}^2\text{]}, \quad (6)$$

где R — наблюдаемая скорость счета = $(36 \pm 4) \text{ час}^{-1}$, n — число протонов

мишени $= 8,3 \cdot 10^{28}$, f — поток антинейтрино вблизи реактора $= 1,3 \cdot 10^{13}$ см²сек,
 ϵ_{β^+} — эффективность обнаружения позитронов $= 0,85 \pm 0,05$, ϵ_n — эффективность обнаружения нейтронов $= 0,10 \pm 0,02$.

Это дает $\tilde{\sigma} = (1,10 \pm 0,25) \cdot 10^{-43}$ см².

Полученное значение $\tilde{\sigma}$ находится в согласии со значением, предсказываемым двухкомпонентной теорией, и с измерениями β -спектров осколков деления и средним временем жизни нейтрона: отношение этих величин равно $\tilde{\sigma}/\tilde{\sigma}_{\text{теор}} = 1,1 \pm 0,3$.

Спектр первых импульсов (спектр позитронов), полученный в этом опыте совместно с законами сохранения, позволяет произвести грубую оценку спектра антинейтрино. Он показан на рис. 5.

2. БЛИЖАЙШАЯ ПРОГРАММА ДЛЯ МАЛЫХ ЭНЕРГИЙ

В связи с фундаментальным значением реакции (1) важно произвести более точные измерения сечения, а также точные вычисления его ожидаемого значения. Кроме того, дальнейшие опыты с антинейтрино от реакторов деления требуют лучшего знания спектра. В рассмотренном в конце предшествующего параграфа опыте наибольшая неопределенность возникает из-за погрешности в определении эффективности регистрации нейтронов. Влияние этой неопределенности можно уменьшить увеличением эффективности от существующей величины в 10% до 80%; для этого надо увеличить содержание кадмия. Такое увеличение имеет следующие преимущества: возрастает скорость счета на единицу объема детектора и резко уменьшается фон случайных совпадений по сравнению с полезным сигналом. Последнее обстоятельство объясняется уменьшением среднего интервала времени между парными импульсами сдвинутых совпадений. Реконструкция детектора, заключающаяся в том, что внутренняя область, содержащая кадмий, окружается сцинтиллятором без кадмия, уменьшит краевые эффекты, вызванные утечкой γ -лучей из детектора. Энергетическая разрешающая способность такого детектора позволит значительно улучшить определение спектра позитронов, а следовательно, и спектра антинейтрино. Кажется также, что наличие сцинтиллирующего окружения без кадмия приведет к заметному уменьшению фона космических лучей. На рис. 6 приведена схема такой улучшенной системы регистрации. Скорость счета при доступных потоках антинейтрино может быть около

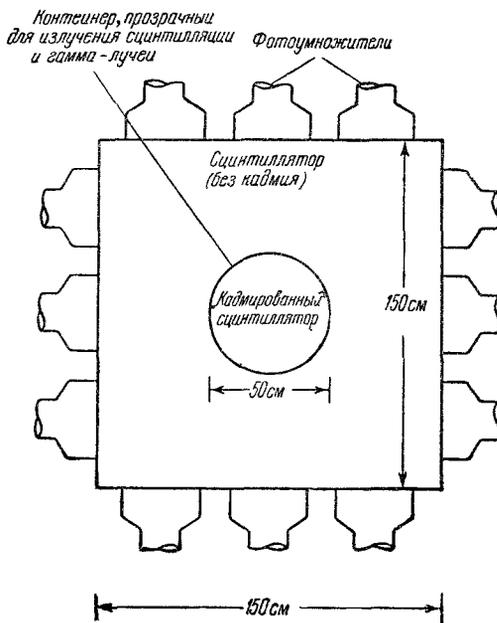


Рис. 6. Схема улучшенного детектора антинейтрино для измерения $\tilde{\sigma}$ и энергетического спектра.

Если взаимодействие нейтрино с протоном происходит в центральной области, содержащей кадмий, при этом выделяется энергия 9,1 Мэв в виде γ -лучей захвата. Такие случаи могут быть отделены от захватов в объеме, не содержащем кадмия.

30 час⁻¹. Такой улучшенный опыт вполне доступен при современных экспериментальных возможностях и намечается в Институте Кэйса.

Следует отметить, что измерения с менее интенсивными антинейтринно высокой энергии от осколков деления могут иметь преимущество из-за роста сечения реакции с энергией $\tilde{\nu}(\sim E_{\tilde{\nu}}^2)$. При этом следует, однако, иметь в виду, что получение спектра антинейтринно по прямым измерениям спектра β -частиц деления становится относительно более трудной задачей из-за быстрого уменьшения числа β -частиц (и антинейтринно) с энергией. Существующая в настоящее время неопределенность в спектре при высоких энергиях делает весьма неточными оценки сечения реакции расщепления дейтона антинейтринно [реакция (5)], требующей для своего осуществления высокой пороговой энергии [4,1 Мэв вместо 1,8 Мэв для реакции (1)]. В настоящее время предсказанное для антинейтринно деления отношение сечений реакций (5) и (1) составляет около 1:30 с точностью до коэффициента 2.

До сих пор удалось наблюдать только реакцию (1). Предпринятая попытка ²⁶ наблюдать антинейтринно, вызванное расщеплением дейтона [реакция (5)], оказалась безуспешной, во-первых, из-за очень малого сечения [относительно сечения реакции (1), для регистрации которой система первоначально была построена] и, во-вторых, из-за малой эффективности регистрации каждого из двух возникающих нейтронов. Эти причины совместно с малой эффективностью регистрации позитронов уменьшают полную скорость счета до двух сигналов в неделю, что слишком мало для успешной работы. Положение может быть значительно улучшено, если воспользоваться экспериментальной установкой, подобной той, которая была описана выше для улучшенных измерений реакции (1), вместо того чтобы работать с прибором, использованным в опытах по обнаружению. Единственное изменение будет заключаться в замене внутреннего, наполненного кадмием детектора сцинтиллятором с дейтерием. В этом случае эффективность регистрации нейтронов возрастет приблизительно в 4 раза, а эффективность регистрации позитронов — в 6 раз. Так как для обнаружения имеются два нейтрона, полная эффективность возрастет в 100 раз. На этом основании и имея в виду возможное число дейтонов в мишени, можно ожидать возрастания наблюдаемого эффекта до одного сигнала в час. Можно предполагать, что фон будет возрастать медленнее, чем квадрат эффективности регистрации нейтронов, благодаря экранированию внешним сцинтиллятором внутренней наполненной кадмием мишени.

Опыт второго типа заключается в наблюдении упругого рассеяния антинейтринно электронами:



Он отличается от рассмотренных выше опытов, где происходило поглощение антинейтринно, тем, что реакции (1) и (5) имели место независимо от точной формы теории слабых взаимодействий, тогда как ожидаемое сечение упругого рассеяния очень сильно зависит от используемого варианта теории. В настоящее время общепринято, что теория с сохраняющимся векторным током ^{12,13} хорошо описывает слабые взаимодействия при малых энергиях. Кажется чрезвычайно интересным провести прямые наблюдения слабого взаимодействия между двумя элементарными частицами и тем самым проверить теорию для ясно выраженного и не вызывающего сомнения взаимодействия, в котором нуклоны не принимают непосредственного участия. Поэтому в настоящее время предпринимаются серьезные усилия для наблюдения реакции (7), хотя это и является весьма трудной экспериментальной задачей.

Основные трудности возникают по следующим причинам: малое сечение реакции*) ($\sim 5 \cdot 10^{-45} \text{ см}^2/\text{деления}$) и ее «ненаглядный» характер. При доступных потоках антинейтрино в чувствительном объеме $\sim 100 \text{ л}$ должно возникать около пяти событий в час; такая величина эффекта весьма заманчива, если бы не было фона. Однако фон в детекторе для той области энергий, где ожидается основное число электронов отдачи ($0,2-1,5 \text{ Мэв}$), приблизительно в 10^5 раз превышает ожидаемый эффект. Поэтому существенно уменьшить значительное уменьшение фона.

Можно полагать, что фон обусловлен главным образом γ -лучами из окружающей среды. Поэтому разделение эффекта и фона должно быть основано на различии между сигналом от γ -лучей и сигналом от электронов отдачи, созданных антинейтрино. На рис. 7, а и б показана схема устройства, которое может обеспечить как защиту от γ -лучей, так и дискриминацию γ -лучей, проникающих через защиту и попадающих в объем мишени.

Идея этого опыта заключается в следующем: эффект создается только электронами, возникающими в А; случаи В или А+В должны быть отброшены; отбрасываются также случаи А, когда электрон прошел более чем через одну цилиндрическую трубку. Гамма-лучи, образованные извне, полностью поглощаются В. Они либо вызывают в В импульс, что позволяет исключить такие случаи, либо проходят через В, не образуя сигнала, но создают сигнал в самом А. Последнюю возможность можно сильно уменьшить, взяв диаметр каждой из трубок в А (2 см) значительно меньше средней комптоновской длины в жидком сцинтилляторе ($\sim 10 \text{ см}$). Комптоновские столкновения, которые являются единственным взаимодействием, играющим существенную роль в углеводородах при энергии $> 0,2 \text{ Мэв}$, не убирают γ -кванты. При указанном секционировании А комптоновские γ -кванты с большой вероятностью ускользнут от регистрации в какой-нибудь другой из трубок А, но с большой вероятностью создадут сигнал в экране В, включенном на антисовпадения.

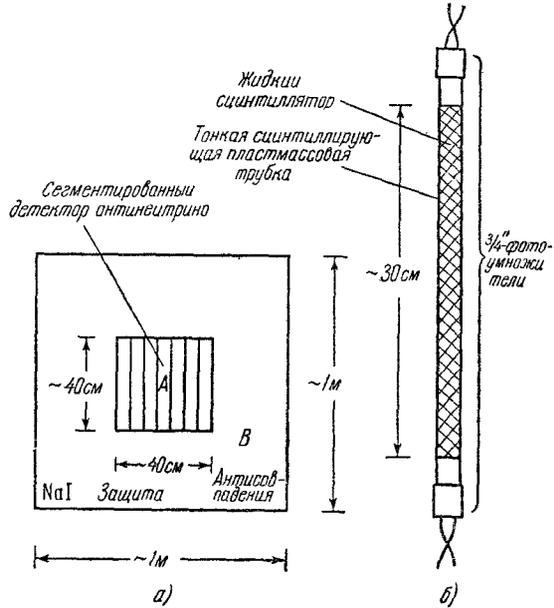


Рис. 7. а) Проектируемый опыт по упругому рассеянию антинейтрино. б) Детали предполагаемого устройства цилиндрических сцинтилляторов.

Охранный блок (на рис а) антисовпадений В состоит приблизительно из 100 тесно упакованных кристаллов NaI, каждый из которых рассматривается 5-дюймовым фотоумножителем. Детектор антинейтрино А состоит из ~ 400 отдельных цилиндрических сцинтилляторов

*) Это сечение для антинейтрино деления вычислено на основе спектра антинейтрино (рис. 1) и сечения σ для антинейтрино заданной энергии, полученного Фейнманом и Гелл-Маном ¹³:

$$\sigma = \sigma_0 \frac{\omega}{\sigma} \left[1 - \frac{1}{(1+2\omega)^2} \right],$$

где $\omega = E_{\bar{\nu}}/mc^2$ и $\sigma_0 = 8,3 \cdot 10^{-45} \text{ см}^2$.

В настоящее время еще трудно сказать, насколько успешно можно будет реализовать эти идеи, хотя кажется, что создание столь массивного (2 т) сцинтиллятора NaI вполне выполнимо и что радиоактивные примеси в NaI могут быть ограничены необходимыми пределами, т. е. $< 10^{-7}$ калия. Электронная система, предназначенная для классификации и записи явлений, представляется выполнимой. Наиболее серьезной проблемой может оказаться небольшая радиоактивность фотоумножителей детектора А. По-видимому, здесь вместо обычного стекла окажется необходимым применить свободные от радиоактивных примесей вещества, например кварц. В настоящее время в Институте Кэйса производятся опыты с целью выяснить, как далеко можно продвинуться в решении проблем, связанных с фоном.

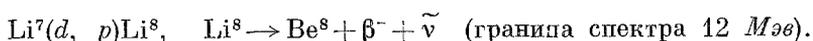
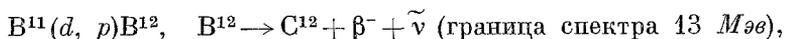
Чтобы закончить обсуждение вопроса о взаимодействиях нейтрино малой энергии, необходимо рассмотреть замечательные радиохимические опыты Дэвиса²⁸. Понтекорво²⁹ высказал предположение (детально рассмотренное Алварецем³⁰) о том, что если нейтрино и антинейтрино идентичны, то нейтрино, возникающие в реакторах деления, могут быть наблюдаемы благодаря реакции



Эта идея была развита и осуществлена Дэвисом, который облучал большой объем CCl_4 , а затем вымывал образовавшийся аргон Ar^{37} с помощью гелия, разделял Ar^{37} и He и регистрировал Ar^{37} небольшим гейгеровским счетчиком с малым фоном. Дэвис показал, что он может выделить из нескольких тысяч галлонов CCl_4 содержащийся в них Ar^{37} и затем обнаружить его по К-захвату. В настоящее время результат его опыта сводится к тому, что экспериментальная вероятность рассматриваемой реакции оказывается меньше одной десятой того значения, которое следует из теории в предположении $\tilde{\nu} \equiv \nu$. Так как реакция (1) наблюдалась, этот результат показывает, что нейтрино и антинейтрино не являются идентичными частицами.

Следует добавить несколько слов о других источниках антинейтрино, созданных рукой человека. Наиболее часто упоминаемым является ядерный взрыв. Он образует импульсный источник антинейтрино, что уменьшает влияние фона. Оценка полного числа ожидаемых явлений показывает, что детектор в одну тонну, помещенный в экранированном подземном помещении на безопасном расстоянии от взрыва (20 килотонн), зарегистрирует ≤ 10 отсчетов/взрыв. Количественная интерпретация этого результата будет затруднена тем, что продукты деления распределены в растущем облаке. Предсказанное значение сигнала получено для ограниченного взрыва. Как мы видели, фон не является трудной проблемой, и поэтому стационарный реактор представляет собой во всех отношениях исключительно хороший источник антинейтрино.

Другим источником, предложенным Мюльхаузом и Олекса³¹, является электрический генератор, дающий большой ток ядерных частиц малой энергии. Эти авторы предлагают использовать пульсирующий пучок дейтонов для получения антинейтрино в реакциях



Эти возможности не исследовались детально.

Взаимодействия при малых энергиях. Воды. Мы рассмотрели два типа взаимодействий нейтрино с веществом

при малых энергиях: обратный β -распад и упругое рассеяние антинейтрино электронами. В настоящее время успешно начато исследование реакций первого типа, но для исследований реакций второго типа необходимы усовершенствования в экспериментальной технике. По-видимому, в ближайшем будущем нельзя ожидать создания достаточно интенсивных искусственных источников нейтрино малой энергии, и поэтому соответствующие опыты не смогут быть выполнены. Проверка теоретических построений в области малых энергий в настоящее время возможна лишь с помощью прямых опытов, в которых используются свободные антинейтрино, или с помощью опытов с отрицательным результатом, подобных опыту Дэвиса. Этот опыт демонстрирует различие между нейтрино и антинейтрино: антинейтрино не вызывает обратного позитронного распада. В настоящее время, по-видимому, можно считать, что мы произвели исследование наиболее важных свойств взаимодействия антинейтрино ($\bar{\nu}$) при малых энергиях и, опираясь на убедительные теоретические аргументы, правильно понимаем природу взаимодействия нейтрино малой энергии.

Выполнение очерченной выше экспериментальной программы позволит проверить интересные идеи, высказанные до сих пор о взаимодействиях нейтрино малой энергии.

3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

Взаимодействия нейтрино при малых энергиях, по-видимому, хорошо описываются теорией. Разумно спросить, как это сделали Понтекорво, Ли и Янг^{1, 2, 4} и другие, в какой степени эта ситуация сохраняется по мере возрастания энергии. Кроме того, можно также спросить, являются ли различные частицы, возникающие в процессах распада мезонов и близкие по своим свойствам нейтрино, идентичными с нейтрино из ядерного β -распада. Можно поставить вопрос о том, выполняется ли закон сохранения лептонов при высоких энергиях, связано ли сечение реакции $\bar{\nu}$ и p с сечением реакции ν и n (так называемая S -симметрия, введенная Ли и Янгом), существует ли у нейтрино упругое взаимодействие с протоном и нейтроном, является ли при высоких энергиях взаимодействие нейтрино с веществом точечным взаимодействием, подобно тому как это имеет место при малых энергиях; являются ли взаимодействия, включающие β^\pm или μ^\pm , идентичными, несмотря на различие в массах электрона и μ -мезона; пропорционален ли сохраняющийся векторный ток Фейнмана и Гелл-Мана электромагнитному току; существует ли промежуточный бозон, ответственный за слабое взаимодействие и делающий нейтринные реакции существенно нелокальными, подобно тому как это имеет место в мезонной теории ядерных сил. Можно также поставить вопрос о том, до каких энергий справедлив первый порядок теории возмущений, с помощью которого получено уравнение (3). Перечисленные проблемы в достаточной мере оправдывают возможные попытки опытов с нейтрино высокой энергии.

Идея о промежуточном бозоне — носителе слабого взаимодействия — обсуждалась многими авторами^{1, 2, 33, 35}, от Юкавы³² до Киношиты³⁴. (Письмо Киношиты содержит основные литературные ссылки.) Глэшоу³⁵ рассмотрел некоторые следствия гипотезы о промежуточном заряженном бозоне Z^\pm с массой, равной или большей массы K -мезона, проявляющиеся в реакции

$$\bar{\nu} + \beta^- \rightarrow \bar{\nu} + \mu^-,$$

если она идет с образованием Z :

$$\bar{\nu} + \beta \rightarrow Z^- \rightarrow \bar{\nu} + \mu^-. \quad (9)$$

Такой промежуточный бозон может оказаться ответственным за β -распад в смысле обычной схемы Юкавы:

$$n \rightarrow p + Z^-, \quad Z^- \rightarrow \beta^- + \tilde{\nu}. \quad (10)$$

Глэшоу пришел к выводу, что существование такой частицы увеличит сечение реакции (9) до такой величины, что ее можно будет обнаружить, используя нейтрино высоких энергий из космических лучей и большие детекторы, установленные глубоко под землей (см. § 4).

Киношита исследовал другую возможность:

$$\nu + n \rightarrow B \rightarrow \beta^- + P. \quad (11)$$

Здесь предполагается, что промежуточный нейтральный бозон B обладает нуклонным и лептонным зарядами; таким образом, реакция (11) происходит с сохранением этих величин. Согласно Киношита, для объяснения наблюдаемой формы β -спектров необходимо предположить, что $m_B \geq 2300 m_e$ и что время жизни $\tau_B \leq 10^{-17}$ сек.

Все эти проблемы, касающиеся природы слабых взаимодействий, не могут быть решены изучением явлений при малых энергиях. Их можно было сформулировать уже давно, но без надежды привлечь к ним внимание экспериментаторов (возможно, за исключением гипотезы Глэшоу), так как подходящие для этих задач ускорители высоких энергий еще не были построены*). В настоящее время, как показано Понтекорво^{4,36} и Шварцем³, положение изменилось. Эти авторы считают возможным создание ускорителей, которые в соединении с большими детекторами дадут возможность проникнуть в эти новые и интересные области. Наиболее подходящей мишенью для свободных нейтрино и антинейтрино являются нуклоны и отрицательные электроны. В табл. II приведен перечень представляющих интерес прямых реакций с такими мишенями. Для полноты в таблицу включены и реакции при малых энергиях.

Перечень возможных реакций можно расширить, рассмотрев образование K -мезонов, гиперонов, рождение электронных пар в поле ядра и т. д.^{1, 2, 4}.

Очевидной проверкой идентичности нейтрино, возникающих в различных процессах, является отсутствие реакции 1,а для нейтрино, возникающих при распаде π -мезона. Сохранение лептонов, доказанное для малых энергий наблюдением реакции 1,а и отсутствием реакции 6,а, может быть в принципе проверено при больших энергиях изучением реакций 1,а, б и последующими поисками реакций 1,а, б, с под действием нейтрино. Реакции 1,с; 3,б; 2,с и 3,а аналогичны реакциям 4,а, б, но, в противоположность последним, эти взаимодействия не предсказываются современной теорией. Упругое рассеяние нейтрино нуклонами представляет интерес потому, что это явление позволило бы выяснить, существуют ли нейтральные лептонные токи, по аналогии с электромагнитным полем.

Сечение реакции $\tilde{\nu} + p \rightarrow \beta^+ + n$ при высоких энергиях. Для того чтобы иметь некоторые полукачественные оценки экспериментальных возможностей, мы рассмотрим реакцию 1 при высоких энергиях. Допустим сперва идентичность всех типов нейтрино (за исключением того, что нейтрино может не быть идентичным антинейтрино). Как будет зависеть сечение реакции от энергии нейтрино? Этот вопрос был рассмотрен

*) Во время дискуссии в Лос-Аламосе (1956 г.), когда рассматривался вопрос об ускорителе для высоких энергий, Коэн предположил, что такие машины могут предназначаться для работ с нейтрино, а именно для выяснения тождественности μ -, ν - и β -распадных нейтрино. В то время эта идея казалась экспериментально нереальной, а теоретических доводов в ее поддержку еще не было.

Ли и Янгом^{1,2} и другими авторами, которые пришли к выводу, что сечение не будет расти квадратично с энергией, как это происходит в области малых энергий, но достигнет насыщения, близкого к $0,8 \cdot 10^{38} \text{ см}^2$, при энергии антинейтрино около 7 Бэв (лаб. система). Эти вычисления основаны на допущении, что распределение взаимодействия в нуклоне подобно

Реакции со свободными нейтрино*)

Таблица II

Реакции	Примечания
1, a, b, c $\tilde{\nu} + p \rightarrow \begin{cases} \beta^+ + n + \alpha\pi \\ \mu^+ + n + \alpha\pi \\ \tilde{\nu} + p \end{cases}$	Наблюдалась при малых энергиях ($\sim 2-8 \text{ Мэв}$) с π -мезонной множественностью $\alpha=0$
2, a, b, c $\nu + n \rightarrow \begin{cases} \beta^- + p + \alpha\pi \\ \mu^- + p + \alpha\pi \\ \nu + n \end{cases}$	
3, a, b $\nu + p \rightarrow \nu + p$ $\tilde{\nu} + n \rightarrow \tilde{\nu} + n$	Еще не наблюдалась (см. текст)
4, a, b $\tilde{\nu} + \beta^- \rightarrow \tilde{\nu} + \beta^-$	
5, a, b $\nu + \beta^- \rightarrow \nu + \beta^-$ $\nu + \beta^- \rightarrow \nu + \mu^-$	Не наблюдалась, отсюда следует, что $\tilde{\nu} \neq \nu$ для ядерного β -распада
6, a, b $\tilde{\nu} + \text{Cl}^{37} \rightarrow \text{Ar}^{37} + \beta^-$ $\nu + \text{Cl}^{37} \rightarrow \text{Ar}^{37} + \beta^-$	
7 $\tilde{\nu} + d \rightarrow \beta^+ + n + n$	Еще не наблюдалась (см. текст)

*) Для простоты в этой таблице все нейтрино независимо от того, возникли ли они в π^+ -распаде, μ^- -захвате или ядерном β -распаде, считаются тождественными частицами. Для первых двух процессов тождественность нейтрино, как легко показать переносом частицы из левых частей реакций в правые и заменой частицы на античастицу, приводит к наблюдаемой на опыте реакции захвата μ^- -мезона протоном. Тождественность мезонного и ядерного нейтрино подтверждается равенством констант взаимодействия; это было отмечено, независимо, Гюмно и Уилером³⁸ и Розенблютом и Янгом³⁷, см. также Ферми³⁹.

***) Обсуждается в § 5.

распределению электрического заряда, следующему из рассеяния электронов высокой энергии. Наличие насыщения следует, как показано Ли¹, из ограничения числа конечных состояний, возникающего из-за того, что угловое распределение продуктов реакции направлено вперед. Приближение к насыщению определяется использованным предположением о характере распределения взаимодействия в объеме нуклона. На рис. 8 показан ход сечения, полученный при указанном распределении для реакций 1,а и 2,а (см. табл. II), происходящих без испускания мезонов ($\alpha=0$). Так как рассматриваемые энергии велики по сравнению с энергиями связи в ядрах, то связанные нуклоны можно рассматривать как свободные; поэтому сечения аддитивны по отношению к числу нуклонов в ядре.

Если не ограничиваться рассмотрением этих двух реакций, то мы обнаруживаем, что при возрастании энергии нейтрино становятся

доступными другие каналы реакций и полное сечение реакции не обнаруживает насыщения, характерного для сечения в одном канале. Так, например, множественное образование π -мезонов ($\alpha > 0$ в реакции 1) может давать свой вклад в полное сечение.

Опыты при высоких энергиях. Мы отмечали уже, что во всех реакциях, перечисленных в табл. II, возникают легкие

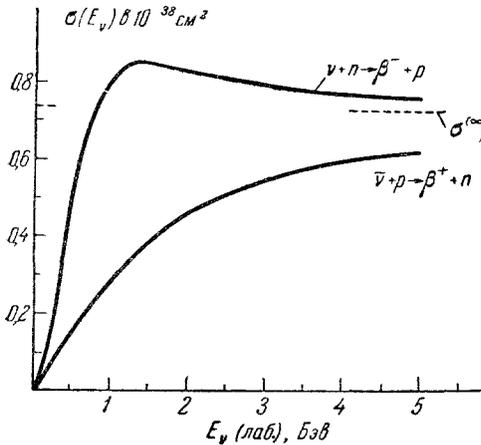


Рис. 8. Сечение поглощения нейтрино (по Ли и Янгу²).

частицы крайне больших энергий. Это обстоятельство существенно при планировании опытов, так как позволяет использовать эффект Черенкова, что существенно облегчает проблему детектирования, по крайней мере в начальных опытах. Мы еще вернемся к этому вопросу.

Рис. 9 дает представление о том, как можно получить пучок нейтрино высокой энергии. Пучок протонов с энергией в несколько *Бэв* падает на мишень, в которой образуется среди других частиц большое число π -мезонов. Обладая высокой энергией, π -мезоны оказываются хорошо коллимированными в направлении протонного пучка. На «распадной длине» l_1 часть π -мезонов распадается,

образуя μ -мезоны и нейтрино. Эти частицы также коллимированы в направлении материнских π -мезонов. Поэтому необходимо эффективное разделение μ -мезонов и нейтрино, так как примесь даже небольшого числа μ -мезонов в детекторе создает непреодолимый фон при измерениях. Такое разделение может быть, в принципе, произведено магнитным

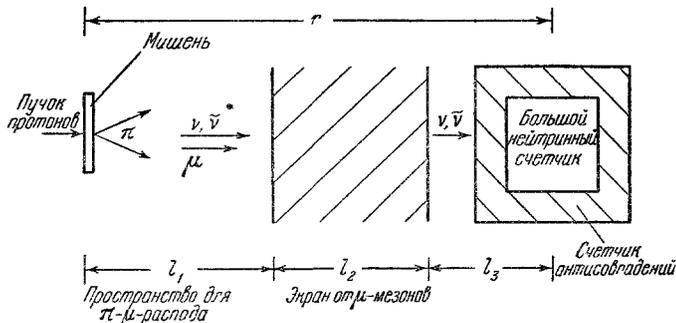


Рис. 9. Схема экспериментального устройства для опытов с нейтрино высокой энергии.

полем (пучки π^+ и π^- , следовательно, ν - и $\bar{\nu}$ -пучки могут быть разделены аналогичным способом), но необходимость в больших расстояниях (десятки метров) приводит к тому, что более разумным методом удаления μ -мезонов оказывается использование больших толщ поглотителей, показанных на рис. 9.

Явления, в которых участвуют вторичные частицы высоких энергий, достаточно сложны. Поэтому экспериментаторам придется проявить большую изобретательность, чтобы обнаружить и идентифицировать исследуемые реакции. Так, например, антинейтрино высокой энергии создает

в жидком сцинтилляторе сигнал такого же типа, что и нейтрино. В то же время, как мы указывали, разделение пучков нейтрино и антинейтрино представляется весьма трудно разрешимой задачей.

В качестве примера экспериментальных условий в опытах с нейтрино высоких энергий мы рассмотрим «простой» опыт, целью которого является обнаружение существования нейтрино по явлениям, возникающим при их поглощении. Если при этом удалось бы выполнить и измерения полного сечения взаимодействия, то можно было бы получить сведения о более сложных проблемах, перечисленных выше, с большей уверенностью, чем это возможно на основании одних лишь соображений теории. Оценим поток нейтрино и антинейтрино, ожидаемый в настоящее время от ускорителя в ЦЕРНе. Число протонов с энергией 25 *Бэв* близко к 10^{11} в импульсе; частота повторения составляет около 10^3 импульсов в час*). Каждый протон, взаимодействуя с мишенью с малым *Z*, может создать около 10 π -мезонов**), из которых одна треть нейтральные и две трети заряженные. Средняя энергия π -мезона близка к 2 *Бэв*, а половина угла раствора, в котором испускаются вторичные π -мезоны, такова, что превышение интенсивности над изотропным распределением, обратно пропорциональным квадрату расстояния, близко к 40. Нейтрино (и антинейтрино) в системе материнских π -мезонов испускаются изотропно, и около половины их заключено в конусе с углом раствора, меньшим 10° по отношению к направлению π -мезонов. Поэтому пучок нейтрино можно считать приблизительно параллельным пучку π -мезонов. Используя эти числа и принимая во внимание релятивистское увеличение времени жизни π -мезонов по отношению к π - μ -распаду, мы получим, что поток нейтрино и антинейтрино *F* в 1 час на 1 *см*² в конусе пучка приблизительно равен

$$F = 8 \cdot 10^{10} \frac{l_1}{r^2}, \tag{12}$$

где l_1 — распадная длина, а $r = l_1 + l_2 + l_3$ — расстояние от мишени до центра детектора в сантиметрах. При этом мы заменили экспоненциальный распад его линейным приближением.

Средняя энергия нейтрино (или антинейтрино) составляет приблизительно четвертую часть от энергии π -мезона и равна ~ 500 *Мэв*. Сечение взаимодействия для такого смешанного пучка нейтрино и антинейтрино в водной мишени равно $\sim 7 \cdot 10^{-38}$ *см*²/молекула H_2O , а скорость реакции *R* [*час*⁻¹] в детекторе с массой *M* [*г*] дается выражением

$$R = 1,6 \cdot 10^{-5} \frac{M l_1}{r^2} \quad [\text{час}^{-1}]. \tag{13}$$

Если $R = 1$ *час*⁻¹, $l_2 = 2 \cdot 10^3$ *см* (бетон для поглощения 20 *Бэв* μ -мезонов), $l_3 < 10^3$ *см* (этой длиной можно пренебречь), тогда

$$M = \frac{1}{1,6} \cdot 10^4 (l_1 + 2000)^2 \frac{1}{l_1} \quad [\text{г}]$$

принимает минимальное значение при $l_1 = l_2 = 2 \cdot 10^3$ *см*; таким образом, $M_{\text{min}} = 5 \cdot 10^7$ *г*, или 50 *т* воды! Водяной куб такой массы имеет грань размером 3,7 *м****).

*) Церновская группа сейчас активно исследует возможности обнаружения нейтрино.

**) Краткое рассмотрение вопросов множественности и углового распределения в нуклон-нуклонных реакциях см. в работе Голбрейта⁴¹.

***) При использовании других прозрачных, но более плотных жидкостей, например CCl_4 , размер детектора будет обратно пропорционален плотности ρ , а площадь поверхности $\sim \rho^{-2/3}$. Поэтому для собирания черенковского излучения потребуется меньшее число фотоумножителей.

Нейтронный детектор должен представлять собой водную мишень, помещенную в контейнер с белыми стенками и снабженную несколькими сотнями пятидюймовых фотоумножителей. Детектор должен быть полностью окружен счетчиком антисовпадений, защищающим его от космических лучей и других заряженных частиц. Для защиты от нейтрального космического излучения весь детектор должен находиться на глубине нескольких метров под землей. Счетчик антисовпадений необходим потому, что фон от космических лучей превосходит ожидаемый сигнал \sim в 10^7 раз. Положение может быть существенно улучшено синхронизацией детектора и импульса от машины, но даже в продолжение импульса *) фон космических лучей в тысячи раз превышает ожидаемый сигнал. Возможно, что усложнение конструкции детектора, позволяющее использовать направленные свойства черенковского излучения, поможет защититься от фона космических лучей. В качестве элементов охранного детектора могут быть использованы сцинтилляционные счетчики с большой поверхностью.

Обсужденные нами возможности опытов получены на основе некоторых предположений. Хотя сделанные заключения имеют не более чем полуколичественный характер, исходные предположения смогут быть проверены на опыте. Так, например, окажется возможным измерение множественности и углового распределения π -мезонов при использованных энергиях.

Таковы современные возможности опытов с нейтрино высокой энергии, получаемыми на ускорителях. Эти возможности могут измениться, если гипотеза промежуточного бозона окажется верной и сечения соответственно возрастут. Они существенно изменятся с завершением постройки синхротрона с нулевым градиентом (ZGS), осуществляемой в настоящее время в Аргоннской лаборатории **). По предварительной оценке эта 12 *Bev*-машина даст внешний пучок в 10^{13} протонов/импульс и, может быть, больше при частоте 1 импульс в 4 секунды ⁴². Такой источник нейтрино сможет дать несколько отсчетов/час в детекторе весом лишь в несколько тонн ***). При достаточно большом потоке нейтрино (ожидаемый поток составляет $\sim 10^9$ час·см²) для изучения их взаимодействий можно будет использовать специальные пузырьковые камеры больших размеров. Такая возможность особенно существенна для этой новой и неизвестной области явлений, так как даже единственный снимок в пузырьковой камере может явиться источником огромной информации.

В настоящее время можно серьезно рассматривать возможность получения детектора NaI весом в несколько тонн, а большие жидкие сцинтилляционные счетчики могут быть сделаны весом порядка 10 т. Это дает возможность произвести более обычные опыты со счетчиками для изучения деталей взаимодействий нейтрино высоких энергий.

Резюмируя, следует сказать, что уже существует возможность сделать первые шаги в этой новой области. Следует ожидать, что строящиеся и планируемые ускорители позволят выполнить более подробные исследования. Существование промежуточного бозона может привести к значительному возрастанию сечений и к упрощению проблемы детектирования, но для возможности экспериментального исследования проблемы в этом нет необходимости.

*) Предполагается, что продолжительность импульса ~ 1 мсек. Если ее уменьшить до микросекунды или еще меньше, фон космических лучей станет менее существенным.

***) Машина на 3 *Bev* высокой интенсивности в Принстоне, Пенсильвания, также даст возможность производить опыты с нейтрино.

****) Интересно отметить, что детекторы, использованные в первой работе с нейтрино (см. рис. 3), смогут найти применение при наблюдении нейтрино высокой энергии.

4. КОСМИЧЕСКИЕ НЕЙТРИНО И НЕЙТРИНО КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Как мы видели, при взаимодействии частиц высокой энергии с веществом образуются нейтрино (и антинейтрино). Естественно возникает вопрос, можно ли обнаруживать и изучать космические нейтрино, образующиеся за пределами Земли, и нейтрино, создаваемые в земной атмосфере космическими лучами. Интерес к этой возможности связан с тем, что вследствие слабого взаимодействия нейтрино с веществом (за исключением гравитационного взаимодействия с большой массой материи, как в случае света, проходящего через звезду) они распространяются от точки образования, не меняя существенно своей энергии и направления движения, и могут оказаться носителями уникальной по своему характеру информации. Например, космические нейтрино могут приходить к нам из других галактик, тогда как доходящие к нам заряженные первичные космические лучи испытали на себе действие галактических магнитных полей, и поэтому их невозможно связать с определенными галактиками.

Фотоны, являющиеся более обычным источником нашей астрономической информации, могут поглощаться веществом, например, космической пылью.

В настоящее время нет признанной теории происхождения космических лучей и их диффузии за пределами Земли. Поэтому невозможно сделать разумные предсказания о потоке космических нейтрино. Наблюдение этих нейтрино может стать источником новой информации об агенте, который, возможно, является одним из главных носителей энергии в межгалактическом пространстве.

Ситуация несколько упрощается для нейтрино космических лучей: их интенсивность легче предсказать, но они соответственно представляют меньший интерес. В принципе их можно изучать в любой точке Земли и получить таким образом общее представление об образовании в атмосфере нейтрино в результате взаимодействий первичных и вторичных космических лучей. Сначала сделаем грубую оценку потока и доступных сечений. Поток⁴³ падающих на границу земной атмосферы первичных частиц с энергией $> 5 \text{ Бэв}$ равен $\sim 8 \cdot 10^{17} \text{ сек}^{-1}$; предполагая, что он изотропен, получаем $\sim 10^8 \text{ час}^{-1} \text{ см}^2$. Все первичные частицы успевают провзаимодействовать с земной атмосферой, образуя π -мезоны, при распаде которых возникают μ^\pm и ν , $\bar{\nu}$. Если считать, что средняя множественность образования π -мезонов равна шести, то ожидаемое число нейтрино и антинейтрино на одну первичную частицу равно четырем, в соответствии с числом заряженных π -мезонов. Имея в виду и те нейтрино, которые достигают детектора, пройдя через всю толщу Земли, поток следует увеличить в два раза, что дает $\sim 8 \cdot 10^8 (\nu + \bar{\nu}) \text{ час} \cdot \text{см}^2$. Разумное значение средней энергии нейтрино близко к нескольким сотням $Mэв$. Сечение на одну молекулу воды равно, согласно рис. 8, $3 \cdot 10^{38} \text{ см}^2$, и поэтому в 5000 кубических метрах H_2O следует ожидать одного явления в сутки. Эти оценки могут измениться, если существует промежуточный бозон. Наиболее чувствительной к такой гипотезе является реакция (9). По оценке Глэшоу, на 1 м^2 в сутки может образовываться от 0,1 до 2 μ -мезонов, если масса промежуточного бозона лежит в пределах от массы нуклона до массы K -мезона.

В этом случае сечение в резонансе может достичь беспрецедентного для нейтрино значения в 10^{32} см^2 . Если такой резонанс существует, экспериментаторы могут надеяться его обнаружить. За исключением этой возможности, проблема обнаружения нейтрино космических лучей представляется весьма трудно разрешимой.

5. НЕЙТРИНО И КОСМОЛОГИЯ

В проблеме космических нейтрино малой энергии, возможно, лежит разгадка многих вопросов, представляющих интерес для космологии. Например, измерение внеземных потоков нейтрино и антинейтрино может пролить свет на вопрос о существовании или отсутствии антимиров⁴⁴. Следует ожидать, что симметричная в этом смысле Вселенная будет создавать равное число ν и $\bar{\nu}$; и если, несмотря на наличие локальных флуктуаций, создающих избыток вещества (противоположного антивеществу), будет обнаружено некоторое количество антинейтрино, из этого будет следовать, что где-то во Вселенной происходят $p-p$ -реакции, углеродные циклы и т. п., но с антиматерией. Такие реакции, но происходящие с веществом, дают нейтрино. Другая интересная проблема заключается в нахождении потока и направления распространения космических нейтрино и антинейтрино малой энергии. Эта информация позволит выяснить, какая энергия связана с вечно возрастающим резервуаром невзаимодействующих нейтрино и антинейтрино.

Такие нейтрино малой энергии могут возникать по крайней мере двумя путями: в процессе образования Вселенной, описываемом теорией так называемого «большого удара», и в результате происходящих в настоящее время процессов генерации энергии в звездах. Попытки рассмотреть роль нейтрино и антинейтрино в указанной теории эволюции Вселенной были произведены Альфером, Фоллином и Германом⁴⁵. Они обратили внимание на то, что энергия таких нейтрино, вследствие расширения Вселенной и связанного с этим адиабатического расширения нейтринного «газа», оказывается меньше 100 *кэв*. Ни один из известных методов не позволяет обнаружить нейтрино столь малой энергии.

Трудно оценить поток нейтрино от всех современных звездных источников энергии, но представляется разумным считать, что этот поток существенно меньше потока от Солнца, ибо яркость солнечного света превосходит яркость звездного света приблизительно в 10^8 раз. Более точно можно принять, что отношение энергии, исходящей из звезды в форме нейтрино, к энергии в форме видимого света должно быть приблизительно постоянно. В отсутствие поглощающего вещества нейтринный поток можно вычислить по полной интенсивности света от звезд. По сделанным оценкам⁴⁵ поглощение уменьшает свет звезд приблизительно в два раза*). Умножая этот коэффициент на отношение интенсивностей звездного и солнечного света и на нейтринный поток Солнца ($4 \cdot 10^{10}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$, см. ниже), мы получаем оценку потока космических нейтрино: $\sim 10^3/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$.

Экспериментальные пределы для потока ν , $\bar{\nu}$ были получены в работе Дэвиса²⁸ и в неопубликованных вычислениях Коуэна и Райнеса. Если допустить, что спектр совпадает со спектром нейтрино из осколков деления, то результат Дэвиса может быть интерпретирован как указание на то, что поток нейтрино $< 10^{12} \nu/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$. Свойства потока, разумеется, зависят от предполагаемого спектра**). Например, реакция (1) не будет происходить при сколь угодно большом потоке антинейтрино, если их энергия меньше пороговой энергии 1,8 *Мэв*.

*) Сведения о поглощении света звезд в галактиках и за их пределами могут быть получены у Аллена⁴⁶.

***) Более общий способ для выражения этих пределов заключается в указании величины произведения потока на сечение $\tilde{\sigma}$, усредненное по неизвестному спектру:

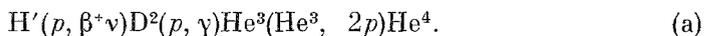
$$\text{предел для } \nu : F\sigma < 6 \cdot 10^{-33} \text{ сек}^{-1},$$

$$\text{предел для } \bar{\nu} : F\sigma < 5 \cdot 10^{-33} \text{ сек}^{-1}.$$

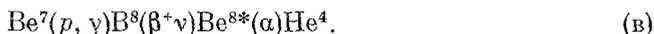
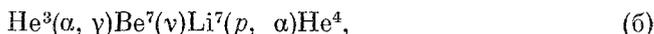
В простом опыте с современными методами обнаружения нейтрино можно достичь некоторого улучшения чувствительности, располагая аппаратуру глубоко под землей, чтобы уменьшить поток заряженных космических лучей. Это позволит, по-видимому, увеличить чувствительность на порядок или даже больше.

Мы видим, что поиски космических нейтрино связаны с большими неопределенностями. Поэтому можно думать, что изменение приведенных выше оценок для верхних пределов потоков последует скорее в качестве побочного выхода из других работ, чем в результате попыток прямого решения проблемы.

С о л н е ч н ы е н е й т р и н о. Солнце является наиболее обильным источником нейтрино, их поток $\sim 4 \cdot 10^{10} \nu \text{ см}^2 \cdot \text{сек}$. Поэтому естественно рассмотреть возможности детектирования солнечных нейтрино. Они образуются в термоядерных реакциях на Солнце. В настоящее время предполагают⁴⁷, что последовательность этих реакций имеет вид



Возможна и следующая цепь реакций:



Мы видим, что обе эти цепи термоядерных реакций ведут к образованию He^4 из четырех H' , причем максимальная энергия нейтрино, возникающих в процессах (а), (б) и (в), равна 0,92 Мэв, 1,4 Мэв и 14,1 Мэв соответственно.

На основании измерений протонного захвата в Be^7 , выполненных Каванафом⁵⁰, Фаулер оценил поток нейтрино ν из реакции (в) $\sim 10^7 \text{ см}^2 \cdot \text{сек}$.

Вследствие различия между ν и $\bar{\nu}$ реакция (1) не может служить для изучения солнечных нейтрино, какова бы ни была их энергия. Единственная возможность непосредственного их наблюдения, по крайней мере в принципе, связана с наблюдением реакции упругого рассеяния. Для нейтрино, возникающих в реакции (в), упругое рассеяние (4) дает электроны, энергия которых превосходит энергию фоновых электронов естественной радиоактивности (например, γ -лучи от K^{40}). Однако поток в $\sim 10^7 \text{ см}^2 \cdot \text{сек}$ настолько неэффективен, что для регистрации 10 случаев/сутки необходим детектор объемом 1000 м³. Для малых энергий, с которыми мы здесь имеем дело (несколько Мэв на явление), создание таких детекторов следует считать нереальным.

В принципе для решения вопроса о наличии на Солнце нейтрино больших энергий может быть использован радиохимический метод Дэвиса. Однако даже с детекторами в тысячи, а возможно, и в сотни тысяч галлонов CSl здесь возможен отрицательный результат. Это не способствует тому, чтобы у экспериментаторов появилось желание выполнить такой опыт.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. T. D. Lee, Bull. Amer. Phys. Soc. (II) 5, 64 (1960).
2. T. D. Lee and C. N. Yang, Phys. Rev. Lett. 4, 307 (1960).
3. M. Schwartz, Phys. Rev. Lett. 4, 306 (1960).
4. B. Pontecorvo, Electron and Muon Neutrinos, ОИЯИ, P-376.
5. W. Pauli, Jr., Address to Group on Radioactivity (Tübingen, December, 4, 1930) (не опубликовано); Rapts. septiems Conseil phys. Solvay (Bruxelles, 1933), Gautier-Villars, Paris, 1934.
6. E. Fermi, Z. Phys. 88, 161 (1934).
7. W. Pauli, Columbia Univ. Rept. CU-197 (1959).
8. J. Allen, The Neutrino, Princeton Univ. Press, Princeton, N. J., 1958 (русский перевод: Дж. Аллен, Нейтрино, М., ИЛ, 1960).

9. H. A. Bethe and R. E. Peierls, *Nature* **133**, 532 (1934).
10. F. Reines and C. L. Cowan, Jr., *Phys. Rev.* **92**, 830 (1953).
11. F. Reines, C. L. Cowan, Jr., F. B. Harrison, A. D. McGuire, and H. W. Kruse, *Phys. Rev.* **117**, 159 (1960).
12. R. E. Marshak and G. Sudarshan, Padua—Venice Conf. Mesons and Newly Discovered Particles (Italy, September 1957), *Phys. Rev.* **109**, 1860 (1958).
13. R. P. Feynman and M. Gell-Mann, *Phys. Rev.* **109**, 193 (1958).
14. M. E. Nahmias, *Proc. Cambridge Phil. Soc.* **31**, 99 (1935).
15. H. A. Bethe, *Proc. Cambridge Phil. Soc.* **31**, 108 (1935).
16. A. Salam, *Nuovo cimento* **5**, 299 (1957).
17. C. L. Cowan, Jr., and F. Reines, *Phys. Rev.* **107**, 528 (1957).
18. S. Rosendorff, частное сообщение, май 1960.
- 18a. A. Wightman, неопубликованные заметки, 1951.
19. T. D. Lee and C. N. Yang, *Phys. Rev.* **105**, 1671 (1957).
20. L. Landau, *Nucl. Phys.* **3**, 127 (1957).
21. R. E. Carter, F. Reines, J. J. Wagner, and M. E. Wymann, *Phys. Rev.* **113**, 208 (1959).
22. E. J. Konopinski, *Ann. Rev. Nuclear Sci.* **9**, 99 (1959).
23. E. Fermi, *Nuclear Physics*, Univ. of Chicago Press, Chicago, Ill., 1950.
24. P. E. Spivak, A. N. Sosnovskiy, A. Y. Prokofiev and V. S. Sokoloff, *Proc. Intern. Conf. Peaceful Uses Atomic Energy*, Geneva, 1955, Vol. 2, 1956, стр. 33.
25. F. Reines and C. L. Cowan, Jr., *Phys. Rev.* **113**, 273 (1959).
26. C. L. Cowan, Jr., and F. Reines, *Phys. Rev.* **107**, 1609 (1957).
27. C. E. Miller, L. D. Marinelli, R. E. Rowland, and J. E. Rose, *IRE Trans. Professional Group on Nuclear Sci.*, NS-3 (4) (November 1956).
28. R. Davis, *Phys. Rev.* **97**, 766 (1955); R. Davis and D. S. Harmer, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, (II), **4**, 217 (1959); частное сообщение, 1960.
29. B. Pontecorvo, *Natl. Research Council Canada Rept.*, P. D. 205 (November, 20, 1946) (не опубликовано).
30. L. W. Alvarez, *Univ. Calif. Radiation Lab. Rept.*, UCRL-328 (1949) (не опубликовано).
31. C. O. Mueller and S. Oleksa, *Phys. Rev.* **105**, 1332 (1957).
32. H. Yukawa, *Proc. Phys.-Math. Soc. Japan* **17**, 48 (1935).
33. T. D. Lee and C. N. Yang, *Phys. Rev.* **108**, 1611 (1957).
34. T. Kinoshita, *Phys. Rev. Lett.* **4**, 378 (1960).
35. S. Glashow, *Phys. Rev.* **118**, 316 (1960).
36. Б. Поляков, *ЖЭТФ* **37**, 1751 (1959).
37. T. D. Lee, M. Rosenbluth, and C. N. Yang, *Phys. Rev.* **75**, 905 (1949).
38. J. Tiomno and J. A. Wheeler, *Revs. Mod. Phys.* **21**, 144 (1949).
39. E. Fermi, *Elementary Particles*, Yale Univ. Press, New Haven, Conn., 1951.
40. G. Sossioni, частное сообщение, 1960.
41. W. Galbraith, *Extensive Air Showers*, Academic Press, Inc., New York, 1958.
42. R. H. Hilderbrand, частное сообщение, 1960.
43. R. B. Leighton, *Principles of Modern Physics*, McGraw-Hill Book Co., New York, 1956.
44. M. Glodhaber, *Science* **124**, 218 (1956).
45. R. A. Alpher, J. W. Follin, and R. C. Hermann, *Phys. Rev.* **92**, 1347 (1953).
46. C. W. Allen, *Astrophysical Quantities*, Таблицы 121, 126, Univ. of London Press, London, Engl., 1955.
47. W. A. Fowler, *Astrophys. J.* **127**, 551 (1958).
48. S. Baskin, R. W. Kavanagh, and P. D. Parker, частное сообщение, 1960.
49. W. A. Fowler, частное сообщение, 1960*).
50. R. W. Kavanagh, частное сообщение, 1960.

*) Я признателен проф. Фоулеру, обратившему мое внимание на работу Баскина, Каванафа и Паркера.