

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

НЕЙТРИНО И ЕГО РОЛЬ В АСТРОФИЗИКЕ*)

Бруно Понтекорво

Я хочу показать в своем сообщении, что в макроскопических явлениях нейтрино, наверное, должны играть существенную роль. Я должен предупредить, однако, что в физике нейтрино имеется ряд вопросов качественного характера, на которые мы даже не можем дать ответ типа «да» или «нет». Я расскажу об этих проблемах, как они возникли и каким образом физики собираются их решить экспериментально. Но прежде чем перейти к такому обсуждению, разрешите мне кратко и элементарно дать обзор основных известных свойств нейтрино.

1. ИЗВЕСТНЫЕ СВОЙСТВА НЕЙТРИНО

В разных процессах распада элементарных частиц часто бывает так, что полная энергия и импульс частиц в начальном состоянии не равны полной энергии и импульсу частиц в конечном состоянии. В таких случаях, как мы хорошо знаем сегодня, кажущееся нарушение законов сохранения обусловлено испусканием нейтрино.

Большинство свойств нейтрино стало известно сразу после того, как Паули около 30 лет назад теоретически «изобрел» нейтрино именно для того, чтобы объяснить кажущееся нарушение законов сохранения энергии и импульса. В то время, по существу, был изучен только процесс β -распада некоторых радиоактивных элементов, причем было известно, что спектр электронов непрерывен. В связи с этим следует сказать, что «изобретение» нейтрино для объяснения кажущегося исчезновения энергии в процессе β -распада требовало значительной фантазии. Как мы уже знаем сейчас, непрерывность β -спектра связана с тем, что в конечном состоянии имеется три частицы—электрон (e), нейтрино (ν) и конечное ядро. После открытия ряда новых элементарных частиц были найдены двухчастичные процессы распада, в которых «исчезающая» энергия имеет всегда одну и ту же величину; например, в процессе $\pi - \mu$ -распада всегда исчезает 28 *Мэв*. При захвате мюона в процессе $\mu^- + \text{He}^3 \rightarrow \text{H}^3 + \nu$, который был обнаружен в ОИЯИ в 1960 г., исчезает 100 *Мэв*. На рис. 1 показан пример этой реакции, полученной в диффузионной камере, наполненной He^3 : третий отдачи имеет всегда определенный пробег. Если двухчастичные процессы с участием нейтрино были бы известны раньше, то, может быть, не было бы необходимости в гении Паули для «изобретения» этой частицы.

*) Лекция, прочитанная в школе астрофизики в Тарту (июль 1962).

Для полноты перечислим практически все наблюдаемые процессы распада, в которых участвуют нейтрино: $n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}$ (β -распад); $\mu^- + p \rightarrow n + \nu$ (μ -захват); $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$ (μ -распад); $\pi \rightarrow \mu + \nu$ ($\pi \rightarrow \mu$ -распад); $\pi \rightarrow \pi^0 + e + \nu$; $K \rightarrow \mu + \nu$, $K \rightarrow \mu + \nu + \pi$, $K \rightarrow e + \nu + \pi$, $\Lambda^0 \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$.

Основные свойства нейтрино получаются, можно сказать, по определению: заряд равен нулю, масса должна быть много меньше массы электрона спин — половина, проникающая способность — колоссальная.

Посмотрим, какой она может быть. В веществе должны иметь место столкновения нейтрино, обусловленные тем взаимодействием, которое ответственно за β -распад ядер. Иными словами, должны существовать, например, процессы типа

$$\bar{\nu} + p \rightarrow e^+ + n, \quad (1)$$

которые являются обратными обычному процессу β -распада нейтрона

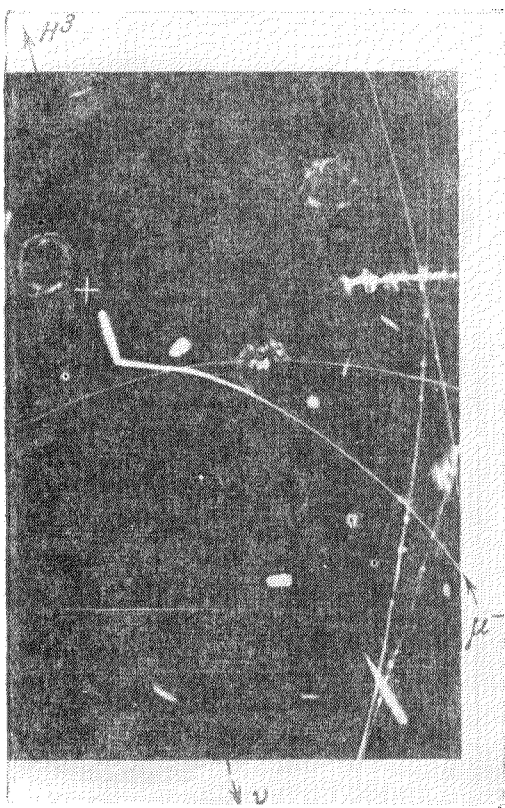
$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}.$$

Максимальную величину сечения процесса (1) можно получить из соображений размерности:

$$\sigma \leq \frac{1}{\tau} \frac{\hbar}{c} \lambda^2.$$

Здесь τ — типичное время, характерное для β -распада (десятки секунд, когда энергия электронов ~ 1 Мэв), и λ — длина волны нейтрино — самая большая длина, с которой мы имеем дело в данном процессе. Получается, что $\sigma \leq 10^{-43}$ см² для нейтрино с энергией ~ 1 Мэв; это соответствует длине свободного пробега нейтрино, равной примерно 10^{16} км плотного вещества!

Рис. 1. Типичная фотография реакции $\mu^- + \text{He}^3 \rightarrow \text{H}^3 + \nu$.



Процессы, в которых участвуют нейтрино, называют медленными процессами, так как они маловероятны. Они обусловлены так называемым слабым взаимодействием. Хотя и все другие частицы испытывают слабое взаимодействие — самое распространенное из всех видов взаимодействий, — нейтрино правильно рассматриваются как главные действующие лица в слабых взаимодействиях. Дело в том, что нейтрино испытывают только слабое взаимодействие, в то время как все другие частицы, кроме слабого взаимодействия, испытывают также электромагнитное или сильное взаимодействие, или то и другое. Если вспомнить, что пропорциональные квадратам констант связи интенсивности сильных, электромагнитных и слабых взаимодействий, грубо говоря, находятся соответственно в отношениях $1, 10^{-2}, 10^{-12}$, то понятна уникальная проникающая способность нейтрино среди элементарных частиц.

Необходимо сразу же сказать, что «свободные» нейтрино, т. е. нейтрино вдали от источника, были недавно наблюдаемы в опытах Райнеса и Коуэна. Их взаимодействие с веществом грубо соответствует длине свободного пробега, которую можно ожидать из упомянутых выше соображений размерности. Опыты со свободными нейтрино будут играть очень важную роль при решении тех задач, о которых будет идти речь ниже.

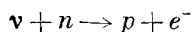
Поскольку до сих пор было выполнено всего несколько опытов, в которых использовались свободные нейтрино, я коротко расскажу о самых первых работах.

В них использовались пучки $\bar{\nu}$ от реактора, т. е. антинейтрино с энергией порядка нескольких *Мэв*. Поток антинейтрино от очень мощного реактора (мощность, скажем, в несколько сотен тысяч *квт*), который можно получить за его защитой, в условиях, когда пучок антинейтрино достаточно очищен от нейтронов и γ -лучей, равен приблизительно $10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$.

В опытах Райнеса и Коуэна детектором антинейтрино служил жидкий сцинтилляционный счетчик объемом $\sim 1 \text{ м}^3$. При регистрации реакции (1) была измерена энергия позитрона, были выделены два кванта от аннигиляции позитрона и зарегистрированы после замедления нейтрона γ -лучи, соответствующие его ядерному захвату. Таким образом, для уменьшения фона полностью использовалась удивительная последовательность событий, характерная для реакции (1). Регистрировалось несколько событий в час. Конечно, большое значение этого опыта состоит в том, что впервые были наблюдаемы эффекты, связанные с нейтрино независимо от их процессов рождения, что сняло с нейтрино его мистический характер. Точность этих измерений была достаточна для проверки того обстоятельства, что сечение реакции (1), в согласии с теорией продольного нейтрино (см. ниже), в два раза превышает сечение, которое можно было бы ожидать в случае сохранения четности. О несохранении четности речь будет идти позже.

Сейчас я скажу несколько слов о нетождественности нейтрино и антинейтрино. То, что нейтрино и антинейтрино — разные частицы, недавно было доказано при помощи довольно трудного опыта. Об этом опыте я кратко расскажу, так как его важность состоит не только в доказательстве нетождественности ν и $\bar{\nu}$, но также в его значении для определения потока космических нейтрино, в частности нейтрино от Солнца (между прочим, нейтрино от Солнца до сих пор не регистрировались).

Мы определили антинейтрино как частицу, испускаемую в β^- -распаде нейтрона, а нейтрино — как частицу, испускаемую в β^+ -распаде протона, оставляя открытым вопрос о том, являются ли эти частицы тождественными. Мы знаем, что реакция (1) имеет ожидаемую величину сечения. Реакция



вызвана тем же взаимодействием, что и реакция (1). Поэтому она может быть использована для регистрации нейтрино. Но поскольку мишеней из свободных нейтронов не существует, можно использовать сложные ядра, например дейтерий или более тяжелые ядра. Реакция



очень удобна по техническим причинам (CCl_4 — дешевый продукт, и, кроме того, ничтожные количества радиоактивного Ar^{37} можно выделить из

больших масс CCl_4). Что же касается реакции



то здесь уже нельзя сказать заранее, наблюдаема она или нет. Это зависит от того, тождественны ли ν и $\tilde{\nu}$. Опыт показывает, что сечение реакции (3) меньше 5% ожидаемой величины сечения реакции (2). Из этого следует, что $\nu \neq \tilde{\nu}$. В чем различие ν и $\tilde{\nu}$? Сейчас мы знаем, что нейтрино продольно поляризованы. Нейтрино — левовращающийся объект, а антинейтрино — правовращающийся объект. Таким образом, отличие ν и $\tilde{\nu}$, казалось бы, заключается в различии направлений их «спиральностей». Необходимо отметить, однако, что пока мы не знаем, является ли различие в направлениях спиральностей единственным признаком, отличающим нейтрино от антинейтрино. Здесь можно заметить, что поведение нейтрино, описанное в теории продольного нейтрино, согласно которой нейтрино полностью поляризованы по направлению импульса, служит, так сказать, прототипом поведения всех других частиц (конечно, речь идет об их слабых взаимодействиях). В табл. I перечислены известные свойства нейтрино.

Таблица I

Некоторые свойства нейтрино

	По теории продольного нейтрино	Эксперимент
Электрический заряд . .	0	0
Масса	0	$< 250 \text{ эв}$
Спин	$1/2\hbar$	$1/2\hbar$
«Нейтральность»	$\nu \neq \tilde{\nu}$	$\nu \neq \tilde{\nu}$
Спиральность	Полностью продольно поляризован	Степень поляризации $> 97\%$, ν — левый объект, $\tilde{\nu}$ — правый объект $< 10^{-9} \mu_B^*$
Магнитный момент . . .	0	

*) μ_B — магнетон Бора.

Что касается продольности нейтрино, здесь мы встречаемся с очевидным случаем несохранения четности и инвариантности по отношению к зарядовому сопряжению (замена частиц на античастицы). Я скажу по этому вопросу несколько слов, чтобы у астрофизиков создалось впечатление (правильное или нет, я не знаю) о том, что и несохранение четности могло бы иметь макроскопические следствия. Мне хотелось бы, чтобы они задумались над этим вопросом.

Закон инвариантности по отношению к пространственной инверсии P (замена знака всех координат на противоположный) можно сформулировать следующим образом: любое зеркальное отражение физического процесса является реально существующим физическим процессом. Поэтому любая корреляция спин-импульс σp несовместима с законом сохранения четности, поскольку при зеркальном отражении σ не меняет знака, а p меняет. В частности, продольная поляризация элементарных

частиц, например продольность нейтрино и электронов в β -распаде, несовместима с сохранением четности.

Аналогично, понятие о левом нейтрино и правом антинейтрино явно несовместимо с инвариантностью по отношению к операции зарядового сопряжения C . Если же законы природы инвариантны по отношению к операции «комбинированной инверсии» PC Ландау, т. е. операции, при которой каждая частица переходит в античастицу и одновременно знаки всех координат заменяются на противоположные, то продольное нейтрино — вполне законный объект. Какие макроэффекты могут вытекать из продольности частиц? Укажу сначала на один простой пример.

Пусть β -активная тонкая пластинка склеена с алюминиевой пластинкой и свободно подвешена на тонкой нити (рис. 2). Электроны выходят только вверх, так как при выходе вниз они поглощаются в алюминии. Поскольку они продольно поляризованы, система будет при этом вращаться. Этот опыт практически осуществить очень трудно, но мы знаем, что в природе и во Вселенной явления, которые в лабораторных условиях кажутся незначительными, имеют большое значение. Наиболее ярким примером этого является гравитация. Я вовсе не убежден в том, что есть макроскопические эффекты несохранения четности, но мне кажется, что стоило бы обратить внимание на этот вопрос.

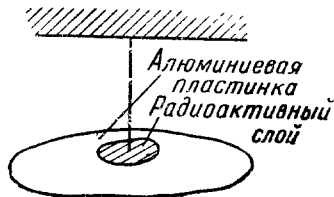


Рис. 2. Схема идеального опыта для обнаружения макроскопического следствия несохранения четности.

2. ФИЗИКА НЕЙТРИНО ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Теперь я перейду к вопросу о тех нерешенных задачах физики нейтрино, которые представляют большой интерес для теории элементарных частиц. В последние годы появилась новая область физики элементарных частиц — физика нейтрино высоких энергий. Если дать точное определение этой области, то можно было бы сказать, что к физике нейтрино высоких энергий относятся все нейтринные процессы, кроме β -распада. Но сейчас принято включать в физику нейтрино высоких энергий в основном процессы взаимодействия высокоэнергичных нейтрино с другими частицами. Были предложены различные опыты и сделан ряд теоретических предсказаний в этой новой области физики. Сейчас кажется очень правдоподобным, что экспериментальные результаты, которые будут получены в этой области, способны сыграть решающую роль при построении будущей теории элементарных частиц.

Я перечислю ряд таких вопросов, обращая особое внимание на те стороны проблемы, которые связаны с опытами со свободными нейтрино.

3. ЯВЛЯЕТСЯ ЛИ ЧЕТЫРЕХФЕРМИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЕРВИЧНЫМ?

Известно, что все слабые процессы можно «объяснить», по крайней мере феноменологически, в терминах взаимодействия между четырьмя фермионами. Но сразу возникает вопрос, является ли четырехфермионное взаимодействие первичным? В первых работах Юкавы о ядерных силах была сделана попытка интерпретировать β -распад ядер через виртуальное испускание мезона нуклоном с последующим распадом этого мезона.

Обозначим через B промежуточный мезон, который предполагается переносчиком слабого взаимодействия. (Конечно, для B -мезона требуется значение спина, равное единице.) Пусть g_B — константа связи B -мезона

с нуклоном и вообще с фермионами. При этом четырехфермионное слабое взаимодействие не является первичным, а характеризуется уже феноменологической константой Ферми

$$G = \frac{10^{-5}}{M^2} \quad (h = c = 1),$$

где M — масса нуклона. В этом случае она представляет взаимодействие второго порядка по отношению к константе первичного взаимодействия B -мезона, которое имеет «промежуточную» интенсивность. Поскольку g_B , как e и g_π , — безразмерная константа, из соображений размерности очевидно, что $G \sim \frac{g_B^2}{M_B^2}$, где M_B — масса промежуточного бозона. Поэтому, если $M_B \sim M$, $g_B^2 \sim 10^{-5}$. Эту величину необходимо сравнить с $e^2 = \frac{1}{137}$ и $g_\pi^2 \sim 10$. Эта частица B будет распадаться с характерным временем

$$\frac{1}{\tau} \sim g_B^2 M_B \sim 10^{18} \text{ сек}^{-1}$$

по каналам

$$\begin{aligned} B &\rightarrow \pi + \pi, \\ &\rightarrow K + \pi, \\ &\rightarrow e + \nu, \\ &\rightarrow \mu + \nu \quad \text{и т. д.} \end{aligned}$$

Когда энергия процессов слабого взаимодействия недостаточна для реального рождения B , эффекты нелокальности, связанные с существованием

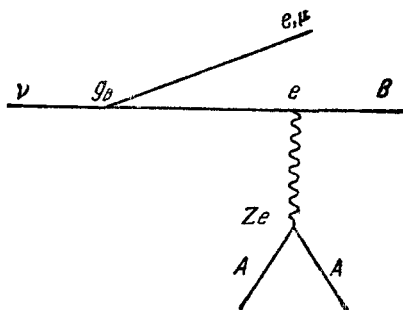


Рис. 3. Диаграмма процесса (4).

B -мезона, малы и трудно наблюдаемы. Но если B может реально рождаться, то это приведет к ощутимым эффектам. Это связано с тем, что раз B родился, то он должен распасться, в частности, по одному из лептонных каналов. Отсюда следует, что если $M_B \sim M$, то в ядерных взаимодействиях при высоких энергиях мы должны наблюдать испускание лептонов из «звезд». Их количество $\sim 10^5$ на звезду. Это — относительно большая величина. Трудность наблюдения лептонов от «звезд» не связана с малым числом событий. Трудность связана скорее с обработкой большого количества событий. Во всяком случае, было бы крайне интересно установить испускание лептонов (или отсутствие их) в «звездах».

Другая очень интересная возможность обнаружения B -мезонов состоит в бомбардировке ядер A с помощью нейтрино больших энергий:

$$\left. \begin{aligned} \nu + A &\rightarrow B + \left\{ \begin{array}{c} \mu \\ e \end{array} \right\} + A, \\ &\rightarrow \mu + \nu, \\ &\rightarrow e + \nu. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Из соображений размерности сечение этого процесса есть

$$\sigma \sim Z^2 e^4 \frac{g_B^2}{M_B^2}$$

(см. диаграмму рис. 3).

Для нейтрино с энергией в несколько $Bэв$ при $M_B = M$ $\sigma \sim 10^{-37}$ $см^2/нукл$ (в случае Fe). Это больше, чем сечения, которые получаются в случае локального слабого взаимодействия, разумеется, с учетом формфактора нуклона. Сечение реакции (4) быстро увеличивается с энергией нейтрино и уменьшается с увеличением M_B . По этому вопросу следует заметить, что:

1. Масса B мезона должна подчиняться соотношению $M_B \geq M_K$ для того, чтобы не осуществлялся процесс $K \rightarrow B + \pi$.

2. В реакции (4) имеется возможность наблюдать «неестественную» пару μe . Появление такой «неестественной» пары очень типично для реакций с образованием B с помощью высокоэнергичных нейтрино.

Энергичные нейтрино получают от распада на лету π -мезонов. Поскольку спектр нейтрино от распада пионов имеет вид ступеньки, простирающейся от нуля до максимальной энергии $0,42 E_\pi$, энергия образующихся нейтрино довольно мала, и для поисков B -мезонов особенно важно иметь синхрофазотроны максимально большой энергии.

Интенсивность пучков нейтрино, которые можно получить от ускорителей на $30 Bэв$ типа ЦЕРНа или Брукхэйвенского на расстоянии $\sim 100 м$ от внутренней мишени, составляет $10^3 - 10^4$ на $1 см^2$ на импульс для нейтрино с энергией, большей $1 Bэв$. Если сравнить условия опытов с высокоэнергичными нейтрино от ускорителей и опытов с нейтрино от реакторов, то будет видно, что абсолютное число событий во втором случае на несколько порядков больше, чем в первом. Однако условия фона гораздо более благоприятны в опытах с нейтрино высоких энергий, особенно благодаря импульсному характеру работы ускорителей. О состоянии поисковых опытов с нейтрино высоких энергий будет сказано несколько позже.

4. ЯВЛЯЮТСЯ ЛИ ν_e И ν_μ ТОЖДЕСТВЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ?

Совершенно неизвестно, являются ли нейтрино, испущенное в β -распаде, и нейтрино, испущенное в $\pi - \mu$ -распаде, тождественными. Мы определим электронное нейтрино (ν_e) и мюонное нейтрино (ν_μ) следующими реакциями:

$$e^- + p \rightarrow n + \nu_e, \quad \mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu,$$

оставляя открытым вопрос о тождественности ν_e и ν_μ , который может быть решен только на опыте. Идея о нетождественности ν_e и ν_μ возникла в связи с тем, что некоторые процессы распада, например $\mu \rightarrow e + \gamma$ и $\mu \rightarrow e + e + e$, отсутствуют (по крайней мере их до сих пор не наблюдали). Это наводит на мысль о том, что переходы $\mu \rightarrow e$ запрещены существованием некоторых квантовых чисел (или «зарядов»), сохранение которых требуется законами природы. Если это так, ν_μ имеет мюонный «заряд», а ν_e не имеет такого заряда.

Идея опыта, предназначенного для выяснения тождественности ν_e и ν_μ , напоминает идею опыта с Cl^{37} , о котором говорилось при рассмотрении вопроса о тождественности нейтрино и антинейтрино. Рассмотрим реакцию

$$\tilde{\nu}_\mu + p \rightarrow n + e^+.$$

Сечение этой реакции равно нулю, если $\nu_e \neq \nu_\mu$; если же $\nu_e \equiv \nu_\mu$, то его можно рассчитать. Для нейтрино с энергией $2 Bэв$ сечение равно $(0,4 \div 0,8) \cdot 10^{-38} см^2$ и приблизительно равно сечению реакции

$$\tilde{\nu}_\mu + p \rightarrow n + \mu^+.$$

В настоящее время для выяснения этого вопроса проводятся опыты в Брукхэйвенской лаборатории. Ожидается определенный ответ на

поставленный вопрос в ближайшем будущем (см. дополнение при корректуре на стр. 20).

Для обнаружения заряженных лептонов в реакции, вызванной нейтрино, используется большая искровая камера с пластинками толщиной примерно 2,5 см Al. Общий вес используемого алюминия порядка 10 т. Ожидается несколько событий в день на тонну вещества. Для уменьшения фона, который может быть связан с космическим излучением, удалось достичь длительности импульса от синхрофазотрона порядка 35 нс. Кроме того, пучок имеет тонкую структуру: каждые 200 наносек получает «плювок» длительностью около 10 наносек. Таким образом, различие во времени пролета нейтрона и нейтрино в таких условиях позволяет значительно уменьшить нейтронный фон.

5. ИМЕЕТСЯ ЛИ АНОМАЛЬНОЕ ν_μ -N-ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ?

С теоретической точки зрения этот вопрос был обсужден Кобзаревым и Окунем. Предположим, что имеется два типа нейтрино. Разные опыты, например опыт по определению $g-2$ для мюона или опыт, в котором были проведены поиски рассеяния под большими углами мюонов на ядрах, не исключают относительно сильного аномального (т. е. неэлектромагнитного) взаимодействия мюона.

Если выразить аномальное взаимодействие в терминах некоторого четырехфермионного взаимодействия с константой F , то максимальная величина F_{\max} , совместимая с опытом по определению $g-2$, дается соотношением $F_{\max} < \frac{10^{-1}}{M^2}$. Видно, что F_{\max} на четыре порядка больше, чем G — константа слабого взаимодействия.

Если аномальное взаимодействие испытывают и мюонные нейтрино, и нуклоны, то, согласно идеям Окуня и Кобзарева, имеет смысл искать процесс рассеяния нейтрино на нуклоне (ν_μ -N-рассеяние). Максимально допустимое сечение при энергии 2 Бэв может достигать значения 10^{-31} см². Как видно, существующие экспериментальные сведения оставляют широкий простор для возможного существования аномального взаимодействия.

В опытах, выполненных на синхрофазотроне ОИЯИ, искомое аномальное рассеяние мюонных нейтрино протонами. Поскольку максимально допустимая величина сечения этого процесса на несколько порядков превышает ожидаемую величину сечения слабого взаимодействия, стала возможной постановка опыта на пучке относительно малой интенсивности высокоэнергичных нейтрино с помощью «детектора» нейтрино сравнительно небольшой массы. Опыты показали, что сечение ν_μ — N-рассеяния меньше, чем 10^{-32} см². Исследования интенсивности космических лучей на больших глубинах под землей дают даже более точные сведения, а именно $\sigma_{\nu_\mu N} < 10^{-34}$ см². Это значительно уменьшает вероятность существования аномального взаимодействия.

Опыты представляют интерес с чисто феноменологической точки зрения вне рамок работы Окуня и Кобзарева. В действительности нет никаких данных по ν -N-рассеянию, которое никак не связано с известным слабым взаимодействием и поэтому требует самостоятельных исследований.

6. ИМЕЕТСЯ ЛИ ν -e-ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ?

На этот вопрос теория дает положительный ответ, но ясно, что необходимо экспериментальное исследование поставленного вопроса. Разумеется, что речь идет о ν -e-рассеянии первого порядка по константе сла-

бого взаимодействия. Эксперименты в принципе могут быть выполнены с нейтрино низкой энергии (например, нейтрино с энергией около 1 *Мэв* от реакторов). Такой опыт в настоящее время планирует Райнсс. С другой стороны, по-видимому, эти эксперименты можно проводить и с нейтрино высоких энергий.

При постановке опытов с нейтрино малых энергий трудности в основном связаны с наличием фона. Райнес собирается сделать этот опыт при помощи нескольких сотен «антисовпадательных» сцинтилляционных счетчиков на NaI с общим весом около двух тонн. Сечение процесса $\nu + e \rightarrow \nu + e$ по расчету равно $8 \cdot 10^{-42} E \text{ см}^2$, где E — энергия нейтрино в *Бэв*.

Вместо реактора можно использовать моноэнергетичные нейтрино от таких реакций, вызванных остановившимися мезонами, как

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu, \\ \mu^- + A &\rightarrow A' + \nu.\end{aligned}$$

В первой реакции нейтрино имеет энергию 28 *Мэв*, а во второй реакции — около 100 *Мэв*. Ускорителем для этой цели может служить циклотрон с пространственной вариацией магнитного поля, который способен давать ток ускоренных протонов, близкий к миллиамперу. Использование моноэнергетичных нейтрино дает возможность применять кинематические особенности исследуемых реакций для уменьшения фона*).

7. ИМЕЮТСЯ ЛИ НЕЙТРАЛЬНЫЕ ТОКИ В СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ?

Самый популярный из всех видов теории слабых взаимодействий, предложенный Фейнманом и Гелл-Манном, предполагает, что имеются только «заряженные» токи: лагранжиан имеет такой вид, что для четырехфермионного слабого взаимодействия требуется взаимодействие заряженной пары фермионов с собой или с другой заряженной парой. Априори не исключена возможность того, что имеются и «нейтральные» токи типа (ee) , $(\mu\mu)$, $(\nu\nu)$, (pp) , (nn) , $(\Lambda\Lambda)$, (μe) , (Λn) . Правда, ток (μe) не может существовать потому, что его присутствие подразумевает относительно большую вероятность процесса $\mu \rightarrow e + \gamma$, который согласно экспериментальным данным является маловероятным. Поэтому Фейнман и Гелл-Манн предполагали, что вообще нет нейтральных токов. Однако отсутствие тока (μe) не означает, что все возможные нейтральные токи отсутствуют. Вопрос о симметричных нейтральных токах (ee) , $(\mu\mu)$, $(\nu\nu)$, (pp) , (nn) , $(\Lambda\Lambda)$ вполне актуален. В действительности ни один экспериментальный результат не противоречит гипотезе с и м м е т р и ч н ы х нейтральных токов. Более того, малая вероятность процесса $\mu \rightarrow e + \gamma$ могла бы быть связанной с существованием таких токов. Присутствие этих токов имело бы следующие следствия:

1. Должны существовать слабые процессы взаимодействия, например рассеяние электронов на протонах и на электронах без сохранения четности. Экспериментальные данные по этой проблеме отсутствуют, и получить их будет крайне трудно.

2. Возбужденные ядра должны испускать пары $\tilde{\nu}\bar{\nu}$. Этот эффект практически не наблюдаем в лабораторных условиях из-за его малой вероятности по сравнению с вероятностью обычных электромагнитных процессов.

*) После открытия существования двух сортов нейтрино описанная постановка опыта невозможна: рассеяние мюонных нейтрино на электронах не будет происходить в первом порядке по константе слабого взаимодействия (см. дополнение при корректуре на стр. 20).

Однако присутствие нейтральных симметричных токов имело бы важные следствия в астрофизике, почему я и упомянул об этих процессах в докладе.

3. В опытах с пучками высокоэнергичных нейтрино должны быть наблюдаемы события нейтрино-нуклонного рассеяния (и звезды в сложных ядрах), не сопровождающиеся заряженными лептонами. Поиски этих процессов с сечением порядка $10^{-38} - 10^{-40} \text{ см}^2/\text{нуклон}$ могли бы ответить на вопрос о присутствии нейтральных токов в слабых взаимодействиях.

8. НЕКОТОРЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ О МАКРОСКОПИЧЕСКИХ ЭФФЕКТАХ, СВЯЗАННЫХ С НЕЙТРИНО

Упомяну кратко о некоторых данных, показывающих, что нейтрино обязательно должны играть роль в явлениях макроскопического масштаба.

Прежде всего, необходимо сказать (подробно это будет обсуждено в следующем пункте), что внутри звезд нейтрино образуются в большом количестве в ядерных превращениях, в частности, в процессах β -распада разных нестабильных ядер. Как мы уже видели, проникающая способность нейтрино — потрясающая. Чтобы ее почувствовать, представьте себе чугунную плиту толщиной, в миллиарды раз превышающей расстояние от Земли до Солнца. Это — длина свободного пробега нейтрино с энергией около 1 Мэв ! Естественно, что нейтрино выходят без всяких затруднений, скажем, из Солнца. Перенос энергии, связанный с потоком солнечных нейтрино на поверхность Земли, составляет несколько процентов от солнечной константы.

Еще пример макроскопического эффекта. Урановый реактор мощностью в сотни тысяч киловатт «теряет» в виде нейтрино десятки тысяч киловатт.

Эти примеры, я думаю, достаточны для того, чтобы осознать важность нейтрино в макром мире. Но довольно часто встречается ситуация, когда конкретную количественную роль нейтрино в том или ином явлении нельзя оценить из-за отсутствия сведений о некоторых свойствах нейтрино: ответы на довольно тонкие вопросы физики элементарных частиц (например, существование $e\nu$ -взаимодействия или существование нейтральных токов в слабых взаимодействиях) имеют далеко идущие астрофизические следствия. С другой стороны, имеются и случаи, когда можно утверждать, что нейтрино играли бы огромную роль в звездах при определенных условиях плотности и температуры, но не известно, осуществляются ли эти условия в действительности.

9. НЕЙТРИНО И СОЛНЦЕ

Хотя остается довольно много неизвестного относительно вопроса об образовании нейтрино в звездах, все-таки некоторые определенные утверждения по этому вопросу могут быть сделаны. Поток нейтрино от Солнца, например, известен и по порядку величины равен $10^{11} \text{ нейтрино/см}^2 \text{ сек}$ на поверхность Земли. Можно также определенно утверждать, что Солнце испускает именно нейтрино, а не антинейтрино. Это связано с типами ядерных реакций, которые могут иметь место в звездах (в отличие от антизвезд, если последние существуют).

Как известно, энергия Солнца и других звезд освобождается в водородных и углеродных циклах, в которых водород превращается в гелий; при этом около 5% энергии Солнца и звезд главной последовательности излучается в виде нейтрино (табл. II).

Таблица II

Процессы, отвечающие за выделение энергии в Солнце

	Характер нейтринного спектра	Энергия нейтрино, Мэв
Водородные циклы		
а) $\begin{cases} {}^1\text{H} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu \\ {}^2\text{H} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma \\ {}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^1\text{H} + {}^1\text{H} \end{cases}$	Непрерывный	$E_{\text{max}} \sim 0,4$
б) $\begin{cases} {}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow \text{Be}^7 + \gamma \\ {}^7\text{Be} + e \rightarrow \begin{cases} {}^7\text{Li} + \nu \\ {}^7\text{Li}^* + \nu \end{cases} \\ \text{Li}^7 \rightarrow \text{Li}^7 + \gamma \\ \text{Li}^7 + {}^1\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He} \end{cases}$	Монохроматичен Монохроматичен	$E \sim 0,9$ $E \sim 0,4$
в) $\begin{cases} {}^7\text{Be} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma \\ {}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^- + \nu \\ {}^8\text{Be}^* \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He} \end{cases}$	Непрерывный	$E_{\text{max}} \sim 14$
Углеродный цикл		
$\begin{matrix} {}^{12}\text{C} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^{13}\text{N} + \gamma \\ {}^{13}\text{N} \rightarrow {}^{13}\text{C} + e^+ + \nu \\ {}^{13}\text{C} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^{14}\text{N} + \gamma \\ {}^{14}\text{N} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^{15}\text{O} + \gamma \\ {}^{15}\text{O} \rightarrow {}^{15}\text{N} + e^+ + \nu \\ {}^{15}\text{N} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^{12}\text{C} + {}^4\text{He} \end{matrix}$	Непрерывный	$E_{\text{max}} \sim 1,2$
	Непрерывный	$E_{\text{max}} \sim 1,7$

Однако относительная важность каждого цикла неизвестна. Мы знаем только, что Солнце и «холодные» звезды в основном работают на водородном цикле, в то время как более горячие звезды предпочитают углеродный цикл. В центральной части Солнца, по-видимому, осуществляется и углеродный цикл. Что же касается разных каналов водородного цикла, практически ничего неизвестно.

Как видно из табл. II, нейтрино, испускаемые Солнцем и другими звездами главной последовательности, имеют разные спектры. В частности, имеются интенсивные, монохроматические нейтрино от процесса электронного захвата. О возможности регистрации нейтрино от Солнца и о значении соответствующих исследований будет сказано ниже. Здесь лишь отметим, что разные механизмы испускания нейтрино-антинейтринных пар, связанные с процессом электрон-нейтринного взаимодействия (см. ниже), не играют существенной роли в Солнце и звездах низких температур и плотностей.

10. ИЗЛУЧЕНИЕ НЕЙТРИНО-АНТИНЕЙТРИННЫХ ПАР, СВЯЗАННОЕ С ЭЛЕКТРОН-НЕЙТРИННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Как мы видели (см. п. 6), теория слабых взаимодействий в ее самом распространенном виде предполагает, что реакция $\nu + e \rightarrow \nu + e$ имеет место с вероятностью, сравнимой с вероятностью всех других процессов слабого взаимодействия. Хочу подчеркнуть, что никакого

экспериментального доказательства этого нет. Если предположить, однако, что это так, то возникают очень интересные следствия для астрофизики.

Из электрон-нейтринного взаимодействия следует, что электрон-позитронная аннигиляция может происходить с испусканием нейтрино-антинейтринной пары ($\nu + e \rightarrow \nu + e$, поэтому $e^+ + e^- \rightarrow \nu + \bar{\nu}$). Следовательно, в электромагнитных процессах вместо испускания фотона становится возможным испускание пары $\nu\bar{\nu}$ (через виртуальную пару e^+e^-). Эта общая фундаментальная связь между электромагнитными явлениями и лептонными процессами прямо вытекает из электрон-нейтринного взаимодействия (когда имеются только заряженные токи). Правда, испускание в элементарном акте взаимодействия пары $\nu\bar{\nu}$ крайне маловероятно по отношению к испусканию фотона, однако огромная проникающая способность нейтрино заставляет думать о возможности эффектов, связанных с нейтрино-электронным взаимодействием в больших телах, находящихся при высокой температуре. Оказывается, что на некоторой стадии эволюции звезд энергия, излучаемая в пространство в виде нейтрино-антинейтринных пар, становится сравнимой с энергией, испускаемой в виде фотонов. При дальнейшей эволюции звезд их нейтринная светимость значительно превышает фотонную светимость. Я остановлюсь только на некоторых итогах исследований нейтринной светимости звезд, связанной с электрон-нейтринным взаимодействием.

1. Рассматриваемые здесь механизмы нейтринной светимости, связанные с электрон-нейтринным взаимодействием, подразумевают испускание пар нейтрино-антинейтрино, а не нейтрино по отдельности, как это бывает в ядерных превращениях, характерных для Солнца (табл. II).

2. Эффекты, связанные с электрон-нейтринным взаимодействием, важны только в звездах с большой плотностью и высокой температурой, когда легкие элементы практически уже выгорели ($Z \geq 10$). Поэтому они не играют существенной роли в энергетическом балансе Солнца. Преобладание нейтринной светимости над фотонной светимостью при большом Z связано и с тем, что когда Z увеличивается, пробег гамма-квантов уменьшается, в то время как сечение образования пар $\nu\bar{\nu}$ увеличивается.

3. Электрон-нейтринным взаимодействием обусловлены некоторые процессы, важность которых зависит от температуры и плотности звезд. Основные процессы следующие:

$e^- + Z \rightarrow e^- + Z + \nu + \bar{\nu}$ — нейтринное тормозное излучение,

$\gamma + e^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$ — фотонейтринный эффект на электроны,

$\gamma + Z \rightarrow Z + \nu + \bar{\nu}$ — фотонейтринный эффект на ядре,

$e^+ + e^- \rightarrow \nu + \bar{\nu}$ — нейтринная аннигиляция электрон-позитронной пары.

4. Нейтринная светимость становится сравнимой с фотонной светимостью при $T \sim 10$ кэв, $\rho = 2-3 \cdot 10^3$ г.см⁻³ ($Z = 12$). Для более плотных и горячих звезд фотонная светимость уже совсем незначительна по сравнению с нейтринной светимостью. Для звезд с плотностью $\rho \sim 10^4$ г.см⁻³ энергия $q_{\nu\bar{\nu}}$, выделяемая 1 см³ вещества звезды в 1 сек, связанная с $e\nu$ -взаимодействием, находится в интервале 10^4-10^{14} эрг.см⁻³сек⁻¹ соответственно интервалу температур 10—100 кэв. Относительный вклад нейтринных процессов, перечисленных выше, зависит от T . Если зафиксировать $Z = 12$ и $\rho = 10^4$ г.см⁻³, то при низких температурах ($T < 10$ кэв) преобладают процессы нейтринного тормозного излучения, до $T = 50$ кэв — фотонейтринные эффекты и при $T \geq 50$ кэв — нейтринная аннигиляция электрон-позитронных пар.

5. Нейтринные процессы, связанные с электрон-нейтринным взаимодействием, должны играть очень большую роль в эволюции белых карликов. Они существенно должны влиять на динамику взрыва сверхновых.

В заключение заметим, что в условиях очень больших плотностей и температур, механизм «перекачивания» энергии в нейтрино-антинейтринную компоненту является довольно общим свойством материи.

11. УРКА-ПРОЦЕСС

Имеется еще один процесс, который в благоприятных условиях может дать вклад в нейтринную светимость. По не очень ясным причинам в литературу он вошел под названием урка-процесса.

В этом процессе пары $\nu\bar{\nu}$ не испускаются благодаря $e\nu$ -взаимодействию, но рождаются по отдельности (т. е. одно ν и затем одно $\bar{\nu}$) из-за каталитического действия электронов:

$$\begin{cases} e^- + Z \rightarrow (Z-1) + \nu, \\ (Z-1) \rightarrow Z + e^- + \bar{\nu}. \end{cases}$$

Процесс состоит в том, что при высоких температурах электроны могут вызывать обратные β -процессы с образованием ν и радиоактивного ядра, затем распадающегося с испусканием $\bar{\nu}$.

Урка-процесс фундаментально отличается от механизмов испускания пар $\nu\bar{\nu}$, основанных на $e\nu$ -взаимодействии. Последние — процессы беспороговые, а урка-процесс — эффект с определенным порогом. По этой причине роль урка-процесса сильно зависит от химического состава звезд, и ее трудно оценить.

12. НЕЙТРАЛЬНЫЕ ТОКИ И АСТРОФИЗИКА

Мы видели, что еще не доказано отсутствие симметричных нейтральных токов типа (ee) , $(\nu\nu)$, $(\mu\mu)$, (pp) , (nn) в слабых взаимодействиях. Если нейтральные токи существуют, то становятся возможными процессы испускания пар $\nu\bar{\nu}$ из возбужденных ядер. Эти процессы аналогичны процессам β -радиоактивности ядер: вместо электрона и нейтрино испускается пара $\nu\bar{\nu}$. Эта нейтринная радиоактивность не связана с электромагнитными процессами и отличается от вызванного электрон-нейтринным взаимодействием испускания пар $\nu\bar{\nu}$ тем, что она является процессом порядка G^2 , а не G^2e^4 . Поэтому ясно, что нейтринная радиоактивность может быть очень важной для астрофизики, если действительно нейтральные токи существуют в природе.

13. НЕЙТРИНО И КОСМОГОНИЯ

Недавно появился ряд работ, в которых обсуждается возможная роль нейтрино в космогонии. Изложение применения нейтрино в космогонии потребовало бы много времени, и поэтому я ограничусь перечислением некоторых очень интересных вопросов. Соответствующая литература, однако, будет представлена достаточно полно.

Как известно, красное смещение принято интерпретировать как следствие расширения Вселенной. Согласно общей теории относительности «однородная» модель Фридмана приводит к разным космогоническим возможностям в зависимости от величины (средней) плотности $\bar{\rho}$ материи во Вселенной. Если $\bar{\rho}$ меньше некоторой критической величины $\rho_{кр}$,

которая оценивается величиной около $2 \cdot 10^{-29} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, то Вселенная продолжает расширяться неограниченно (открытая модель). Если же $\bar{q} > q_{\text{кр}}$ (закрытая модель), то расширяющаяся Вселенная когда-то перестанет расширяться и начнет сжиматься, а затем снова перейдет в состояние расширения (пульсирующая Вселенная).

Средняя плотность нуклонов во Вселенной q_N по порядку величины равна $10^{-29} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3} \sim 10^{-2} \text{ Мэв} \cdot \text{см}^{-3}$. Ее величина достаточно точно не известна, так что нельзя утверждать, больше она или меньше $q_{\text{кр}}$.

Возникает вопрос: не может ли плотность энергии нейтрино и антинейтрино во Вселенной быть сравнимой с плотностью энергии водорода q_N или даже больше ее? Вопрос о большей плотности нейтрино и антинейтрино возникает, естественно, при обсуждении *РС*-асимметрии мира совместно с гипотезой о существовании антимиров. В литературе неоднократно обсуждалась возможность существования антимиров, возникающих в результате флуктуации зарядово-симметричной Вселенной. Хотя сейчас не существует никаких экспериментальных оснований, указывающих на реальность существования антимиров, следует заметить, что флуктуационная гипотеза требует, чтобы во Вселенной существовал (сейчас или когда-то в прошлом) большой зарядово-симметричный «фон». Такой фон в принципе должен был бы состоять в значительной степени из ν и $\bar{\nu}$, плотность которых одинакова.

Что известно о плотности энергии нейтрино? В области энергии нейтрино $\geq 1 \text{ Бэв}$ измерения интенсивности космических лучей под землей показали, что плотность энергии нейтрино по крайней мере на три порядка меньше, чем q_N . Что касается области энергий порядка нескольких *Мэв*, экспериментальные данные (полученные из анализа опытов Райнеса и Коуэна и Дэвиса на основе гипотезы о том, что «фон» в их установке был обусловлен космическими нейтрино, не исключают плотности энергии нейтрино и антинейтрино, значительно превышающей q_N .

Однако если рассматривать гравитационные следствия для нейтрино любой энергии применительно к расширяющейся Вселенной, можно показать, что максимальная плотность энергии нейтрино $q_{\nu\bar{\nu}}$ не может значительно превышать q_N ($\bar{q} \approx q_N + q_{\nu\bar{\nu}} < 10 q_N$). Заметим, что ядерно-физические опыты в этом случае ($E_\nu \lesssim 1 \text{ Мэв}$) дают меньше сведений, чем оценка, основанная на гравитационных действиях нейтрино. Как бы то ни было, оказывается, что плотность энергии ν и $\bar{\nu}$ в настоящее время не велика по сравнению с плотностью энергии водорода. Это, на первый взгляд, противоречит флуктуационной гипотезе, так как, казалось бы, не хватает «фона», из которого возникали бы флуктуации. Это противоречие, однако, естественно разрешается.

Из уравнений общей теории относительности следует, что средняя энергия релятивистских частиц (нейтрино в нашем случае) падает пропорционально кривизне пространства a^{-1} (плотность энергии частиц падает как a^{-4}). Иными словами, в прошлом средняя энергия нейтрино должна была быть больше современной во столько раз, во сколько раз была больше кривизна. Поэтому в прошлом, когда плотность материи была колоссальной, плотность энергии нейтрино (и фотонов; вообще плотность «симметричной» энергии, не связанной с массой покоя) могла на много порядков превышать плотность полной энергии нуклонов. Это могли быть условия, при которых происходили флуктуации. Конечно, механизм флуктуации не обсуждается и остается открытым вопрос о первичности пар нейтрино и антинейтрино. Здесь можно только заметить, что обсужденный выше механизм «перекачивания» энергии в нейтрино-антинейтринную компоненту, связанный с рассеянием нейтрино на электро-

нах, должен обеспечивать преобладание «симметричной формы» энергии в виде пар $\bar{\nu}\nu$ над другими симметричными формами энергии (тепловой энергией, энергией фотонов и т. д.).

Таким образом, и независимо от флуктуационной гипотезы кажется довольно вероятным, что динамика Вселенной, если действительно она пульсирующая, определяется плотностью энергии ν и $\bar{\nu}$, по крайней мере во время фазы ее сжатия. В этой фазе нейтрино имеют очень высокую энергию.

14. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ НЕЙТРИННАЯ АСТРОНОМИЯ

а) В в е д е н и е. Под нейтринной астрофизикой и астрономией понимают науку, описывающую многочисленные явления, в которых первостепенную роль играют нейтрино. У нейтринной астрофизики имеются две стороны.

Во-первых, нейтрино участвуют в процессах, которые происходят внутри звезд и в космосе вообще. Поэтому астрофизика и космология как теоретические науки должны учитывать роль этих частиц в динамических внутризвездных процессах и в космосе. Этой стороне нейтринной науки были посвящены предыдущие параграфы.

Во-вторых, нейтрино, вылетающие из звезд и вообще из космического пространства, могут быть зарегистрированы в опытах, выполненных на Земле или на космических кораблях, с целью получить ценные сведения о Вселенной. Эта сторона нейтринной астрономии как экспериментальной науки, о которой я хочу коротко рассказать, особенно заманчива. Дело в том, что до сих пор нам был доступен практически единственный тип излучения, попадающего на Землю из космического пространства, — электромагнитные волны. Правда, я сказал «практически единственный» тип излучения, поскольку в последнее время космические лучи исследуются с позиций астрофизики. Но я не буду на этом останавливаться.

Когда мы получим возможность регистрировать интенсивность, энергию и направление нейтрино и антинейтрино, летящих от отдельных звезд и космического пространства, в наших руках появятся мощные способы решения астрофизических задач. Заметим, в частности, что когда астрономы регистрируют электромагнитные волны, они не «смотрят» глубоко внутрь звезд, ибо эти волны исходят только из поверхностного слоя небесного тела. Из-за колоссальной проникающей способности нейтрино их регистрация даст возможность заглянуть очень глубоко внутрь звезд. Эта крайне интересная возможность является весьма реальной только при исследовании ядерных реакций внутри Солнца и будет обсуждена позже.

Сейчас разрешите мне пофантазировать, т. е. поговорить о менее реальных вещах. Я укажу на некоторые принципиальные возможности экспериментальной нейтринной астрономии. Сразу можно сказать, что практические осуществления этих возможностей здесь очень далеки и, быть может, никогда не состоятся.

После того как будут зарегистрированы нейтринные потоки от Солнца, необходимо будет сделать следующий шаг — измерить нейтринные потоки от космического пространства (мы уже видели, насколько важна эта задача) и от отдельных галактик. Для этого необходимо увеличить чувствительность современных методов регистрации более чем в миллион раз. Поэтому я не буду останавливаться подробно на этих вопросах, а проиллюстрирую только одну принципиальную возможность, которая открывается перед нейтринной астрономией. Это касается проблемы антимиров — миров, целиком построенных из античастиц.

Могут ли наблюдения на Земле сказать нам, существуют ли антимирры? Пусть мы видим какое-то небесное тело и хотим узнать: из вещества или антивещества оно построено? Сразу скажем, что наблюдение света и вообще электромагнитных волн никак не может ответить на этот вопрос. Свет, испускаемый, скажем, атомом водорода, тождествен свету, испускаемому атомом антиводорода (ведь фотоны являются истинно нейтральными частицами; они не имеют никаких зарядов и не отличаются от своих античастиц).

А как обстоит дело в случае нейтринного излучения? Мы уже видели, что Солнце испускает нейтрино, а не антинейтрино. Это будет справедливо для любых звезд, где основной источник энергии — термоядерные реакции превращения водорода в гелий. Представьте себе антисолнце, внутренние процессы которого аналогичны солнечным. Это значит, что источником энергии там служит превращение антиводорода в антигелий. Такие антисолнца дадут свет, неотличимый от света нашего Солнца. Однако они будут испускать антинейтрино, а не нейтрино! Таким образом, вы видите, какие перспективы открываются перед нейтринной астрономией. Правда, надо предостеречь вас от слишком оптимистического представления о возможности решения этого вопроса. И дело не только в том, что речь идет о крайне малой интенсивности нейтрино и антинейтрино. Самая большая трудность связана с тем, что не известно, как создать эффективный нейтринный телескоп. Для того чтобы утверждать, что нейтринное излучение приходит из определенного небесного тела, необходимо измерить угловое распределение продуктов расщепления, вызванных нейтрино. Оказывается, что угловое распределение по отношению к направлению падающего пучка совсем нечувствительно (в случае нейтрино с энергией в несколько $Mэв$ или меньше). Эта трудность так велика, что я не уверен в том, что упомянутая выше задача будет когда-нибудь решена. Но сама принципиальная возможность достаточно интересна.

Задача построения нейтринного телескопа значительно упрощается для высокоэнергичных нейтрино ($E_\nu \gg 1 \text{ Бэв}$). Но об этом будет сказано ниже.

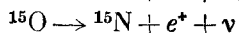
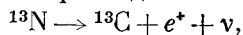
б) Нейтрино и интенсивность космических лучей под землей. Определение интенсивности космических нейтрино высоких энергий и их направления представляет большой интерес. Детектором нейтрино может служить сложная установка из спцинтилляционных счетчиков, помещенная на большую глубину и регистрирующая мюоны, образованные нейтрино в реакциях типа

$$\nu + N \rightarrow \mu + N'.$$

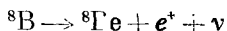
Согласно М. А. Маркову, подземная установка фиксирует мюоны от нейтрино, идущих из нижней полусферы, т. е. проходящих всю Землю. Это возможно, конечно, так как длина свободного пробега нейтрино несравнимо больше диаметра Земли. Таким образом, можно исключить фон космических мюонов не нейтринной природы, поскольку заряженные частицы не могут проходить через Землю. В принципе можно зарегистрировать, во-первых, «атмосферные» нейтрино, т. е. нейтрино от распада пионов, образованных в столкновениях протонной компоненты космических лучей в атмосфере. Это исследование более интересно с точки зрения физики элементарных частиц, чем с позиций астрономии. Во-вторых, не исключено изучение направления в пространстве локализованных источников космических нейтрино; если они имеются, то это может открыть новые горизонты для астрономии. Экспериментальная нейтринная астро-

физика — очень молодая наука. Вам может даже показаться, что она еще не родилась, ведь я все время говорил в будущем времени. Но уже проводились опыты, дающие сведения о космических потоках нейтрино. Правда, нейтрино не обнаруживались до сих пор, а результаты носят отрицательный характер. Найдено, что плотность энергии высокоэнергичных нейтрино ($E_\nu \gg 1$ Бэв) меньше 10^{-5} Мэв·см⁻³, т. е. по крайней мере на три порядка меньше плотности энергии водорода во Вселенной. Примечательно, что этот результат получен из анализа блестящих измерений подземной интенсивности космических лучей, в цель которых не входило извлечь сведения о нейтрино.

в) Солнечная экспериментальная нейтринная астрофизика. Мы видели (табл. II), что разные реакции, являющиеся источником энергии Солнца, сопровождаются испусканием нейтрино разных интенсивностей и спектров. Первостепенный теоретический интерес имеет вопрос: какие именно ядерные реакции происходят в центральной части Солнца? Поскольку вероятность взаимодействия (и поэтому чувствительность регистрации) нейтрино сильно зависит от их энергии, мы имеем здесь уникальную возможность получить ценные сведения о Солнце. Ясно, что первоочередная задача нейтринной астрономии — зарегистрировать солнечные нейтрино. Каким образом? Мы уже знакомы с реакцией взаимодействия нейтрино с ядром Cl^{37} : $\nu + \text{Cl}^{37} \rightarrow \text{Ar}^{37} + e^-$. Порог этой реакции, т. е. порог детектора нейтрино, около 0,8 Мэв, так что регистрация солнечных нейтрино невозможна, если единственным источником нейтрино является реакция $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu$ (см. табл. II). С другой стороны, в процессах распада



и особенно в процессе



рождаются нейтрино с энергией больше порога детектора.

Пока известен только один метод регистрации нейтрино с энергией в несколько Мэв — использование реакции $\nu + ^{37}\text{Cl} \rightarrow ^{37}\text{Ar} + e^-$. Чувствительность этого метода такова, что в настоящее время задача регистрации солнечных нейтрино хотя и крайне трудна, но реальна. Не исключено, что в будущем будет придуман новый эффективный метод регистрации мегавольтных нейтрино.

Для полноты картины я напомним, что хорошим методом регистрации мегавольтных антинейтрино является реакция Райнеса и Коуэна $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$. Что же касается ν и $\bar{\nu}$ с энергией $\ll 1$ Мэв, к сожалению, нет никаких методов для их регистрации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В табл. I приведены известные свойства нейтрино. Некоторые из свойств нейтрино еще не известны; в частности, неизвестно, имеется ли очень важный для астрофизики процесс нейтрино-электронного рассеяния.

Самое характерное для нейтрино — его потрясающая проникающая способность; с этим свойством связана роль нейтрино в космосе. Солнце и звезды главной последовательности испускают нейтрино, а не антинейтрино. Энергия, испускаемая такими звездами в виде нейтрино, составляет несколько процентов энергии выделения.

В тяжелых ($\bar{Z} \sim 12$) звездах с высокой температурой ($T > 10$ кэв) и плотностью ($\rho > 3 \cdot 10^3$ г/см³) нейтринная светимость преобладает над

фотонной. Эти объекты испускают пары нейтрино-антинейтрино благодаря разным механизмам (нейтринное тормозное излучение, фтонейтринные эффекты, нейтρινная аннигиляция позитрона и электрона), имеющим одно общее свойство: все они связаны со взаимодействием нейтрино с электронами первого порядка по константе слабого взаимодействия.

Нейтрино и антинейтрино играют, по-видимому, большую роль в эволюции белых карликов и в динамике взрыва сверхновых.

Весьма вероятно, что нейтрино играют большую роль в космогонии.

Экспериментальная нейтρινная астрофизика — очень перспективная, только еще зарождающаяся наука. Ее первоочередная задача — зарегистрировать нейтрино от Солнца с целью заглянуть в его центральную часть.

Дополнение при корректуре. Только что поступили сведения о выполнении в США в Брукхэйвенской лаборатории опыта, предназначенного для решения вопроса, являются ли мюонные и электронные нейтрино тождественными частицами. Опыт показывает, что электронные и мюонные нейтрино — разные частицы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Общие статьи по физике элементарных частиц:

М. Гелл-Манн, Е. Розенбаум, УФН 64, 391 (1958); А. Салам, УФН 84, 141 (1961).

2. Теоретические работы о слабых взаимодействиях:

Е. Fermi, Zs. Phys. 88, 161 (1934) (первый вариант теории β -распада); Т. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. 104, 254 (1956) (сохраняется ли четность в слабых взаимодействиях?); Р. Р. Фейнман, М. Гелл-Манн, Phys. Rev. 109, 193 (1958) (универсальная теория слабого взаимодействия); Л. Окунь, Лекции по теории слабых взаимодействий элементарных частиц, Препринт Р-833, Дубна, 1961, стр. 318.

3. Оригинальные работы по теории двухкомпонентного нейтрино:

А. Салам, Nuovo Cimento 5, 299 (1957); Л. Д. Ландау, ЖЭТФ 32, 405 (1957); Т. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. 105, 1671 (1957).

4. Общие статьи о принципах инвариантности в ядерной физике:

Чжень Нин-янг, УФН 66, 79 (1958); Цзян Дао-ли, УФН 66, 89 (1958); Л. Д. Ландау, ЖЭТФ 32, 405 (1957); Г. Вик, УФН 68, 201 (1959)

5. Некоторые экспериментальные работы с нейтрино:

Ф. Реинес, С. Л. Сowan, Phys. Rev. 92, 830 (1953); Ф. Реинес, С. Л. Сowan et al., Phys. Rev. 117, 159 (1960) (первые опыты, в которых было обнаружено взаимодействие свободных антинейтрино от реактора с протонами); Р. Дэвис, Phys. Rev. 97, 666 (1955); Bull. Amer. Phys. Soc. 4, 217 (1959); В. Понтекорво, Nat. Res. Council, Canada, Rept. P. D. 205 (1946) (реакция $\nu + \text{Cl}^{37} \rightarrow \text{Ar}^{37} + e^-$); С. Сowan, Ф. Реинес, Phys. Rev. 107, 528 (1957) (определение верхнего предела магнитного момента ν); С. С. Ву et al., Phys. Rev. 105, 1413 (1957) (обнаружение несохранения четности в β -распаде); Р. Л. Гарвин, Л. М. Ледерман, М. Вейнрих, Phys. Rev. 105, 1415 (1957) (обнаружение несохранения четности в $\pi \rightarrow \mu + e$ -распаде; продольная поляризация нейтрино); М. Голдхабер et al., Phys. Rev. 109, 1015 (1958) (определение спиральности нейтрино); Ф. Реинес, Ann. Rev. Nucl. Sci. 10 (1) (1960) (обзор по взаимодействиям нейтрино).

6. Физика нейтрино высоких энергий:

К физике нейтрино высоких энергий, под ред. М. А. Маркова, Препринт, Дубна. 1960 (обзор советских работ по физике нейтрино высоких энергий); Б. Понтекорво, Р. М. Рындин, IX Международная конференция по физике высоких энергий, Киев, 1959; Т. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. 119, 1410 (1960) (предлагаются опыты при помощи пучков нейтрино для выяснения вопроса в промежуточной бозоне); Б. Понтекорво, ЖЭТФ 37, 1751 (1959); М. А. Марков, Hyperonen und K Mesonen, Verlag der Wissenschaft, Brl., 1960 (предлагаются опыты для выяснения вопроса о тождественности ν_e и ν_μ); Г. Данбу, И. Галлард, К. Гюлианос, Л. М. Ледерман, Н. Мистри, М. Шварц, И. Штейнбергер, Phys. Rev. Letts. 9 36 (1962) (экспериментальное открытие нетождественности ν_e и ν_μ); П. Ю. Кобзарев, Л. Б. Окунь, ЖЭТФ 41, 1205 (1961) (теоретическая работа о возможности существования аномального взаимо-

действия ν_μ); N. M. Vasilevsky, V. I. Veksler, V. V. Vishnyakov, B. Pontecorvo, A. A. Tyapkin, Phys. Letts. 1, 345 (1962) (поиски аномального взаимодействия мюонного нейтрино); S. S. Bludman, Nuovo Cimento 2, 433 (1958); B. Pontecorvo, Phys. Letts. 1, 287 (1962) (имеются ли нейтральные токи в слабых взаимодействиях?).

7. Нейтрино и космические лучи:

M. A. Markov, Proc. 1960 Ann. Int. Conf. on High Energy Physics at Rochester; K. Greisen, Ann. Rev. Nucl. Sci. 1960; Г. Т. Зацепин, В. А. Кузьмин, ЖЭТФ 41, 1818 (1961) (обсуждаются возможные эксперименты по регистрации потоков нейтрино в космических лучах); S. Miyake, V. S. Narasimhan, P. V. Ramana, Int. Conf. of Cosmic Rays and the Earth Storm, Part III (1961) (измерения интенсивности космических лучей на больших глубинах); B. Pontecorvo, A. E. Chudakov, Proc. 1962 Ann. Int. Conf. on High Energy Physics at Geneva (из измерений интенсивности космических лучей на больших глубинах делаются выводы о плотности энергии высокоэнергичных нейтрино и об отсутствии аномального взаимодействия νN).

8. Нейтринная астрономия — Солнце:

Д. А. Франк-Каменецкий, Физические процессы внутри звезд, М., Физматгиз, 1959 (ядерные реакции внутри звезд); G. Marx, N. Menyhard, Science 131, 299 (1960); Б. Понтекорво, Знание — сила, № 2, февраль 1961; H. Reeves, Источники звездной энергии, препринт (1962); Ph. Morrison, Sci. American 207 (2), 90 (August 1962) (перспективы экспериментальной нейтринной астрономии).

9. Испускание пар $\tilde{\nu}\nu$:

G. Gamow, M. Schoenberg, Phys. Rev. 59, 539 (1941) (урка-процесс); Б. Понтекорво, ЖЭТФ 36, 1615 (1959) ($e-\nu$ -взаимодействие и его роль в астрофизике); Г. М. Гандельман, В. С. Пинаев, ЖЭТФ 37, 1072 (1959) (нейтринное тормозное излучение в звездах); В. И. Ритус, ЖЭТФ 41, 1285 (1961) (фотонейтринный эффект на электро́не в звездах); С. Г. Матиян, Н. Н. Циловани, ЖЭТФ 41, 1681 (1961) (фотонейтринный эффект на ядре в звездах); H. Y. Chiu, Ph. Morrison, Phys. Rev. Letts. 5, 573 (1960) (нейтринная аннигиляция электрон-позитронной пары в звездах); С. Г. Матиян, Лекция, прочитанная в весенней школе теоретической и экспериментальной физики в Нор-Амберде (апрель 1962), Изд. АН Арм. ССР; В. С. Пинаев, Лекция, прочитанная в школе астрофизики в Тарту, Вопросы космогонии (в печати) (обзоры по испусканию пар $\tilde{\nu}\nu$ в звездах).

10. Нейтрино и космогония:

Б. Понтекорво, Я. Смородинский, ЖЭТФ 41, 239 (1961) (нейтрино и плотность материи во Вселенной); Я. Б. Зельдович, Я. А. Смородинский, ЖЭТФ 41, 907 (1961) (верхний предел плотности нейтрино во Вселенной); В. М. Харитонов, Лекция, прочитанная в весенней школе теоретической и экспериментальной физики в Нор-Амберде (апрель 1962), Изд. АН Арм. ССР (космогонические аспекты физики нейтрино); S. Weinberg, Preprint 1962 (универсальное нейтринное вырождение).

