

НЕЙТРИННАЯ ФИЗИКА НА УНК

ЧАСТЬ II*

П. С. Исаев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В. А. Царев

Физический институт АН СССР, Москва

Анализируется современное состояние проблем нейтринной физики в области высоких энергий. Рассматриваются возможности их исследования в экспериментах на нейтринных пучках УНК.

Modern problems of neutrino physics at high energies are analysed. Possibilities of their experimental studying by neutrino beams at UNK are considered.

1. ЯДЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ

Исследование ядерных эффектов в нейтринных взаимодействиях следует отнести к числу интереснейших задач. В процессе глубоко-неупругого рассеяния (ГНР) нейтрино на ядрах можно исследовать структуру ядра, свойства ядерных сил, строение вещества на малых расстояниях (нуклонные корреляции, мультикварковые конфигурации, высокоимпульсная изобарная компонента и т. д.). При этом может быть получена уникальная информация относительно явлений КХД, выходящих за рамки теории возмущений, явлений, связанных с конфайнментом кварков в ядре и отдельно взятом нуклоне. Важно ответить на вопрос, может ли ядерная среда, имеющая плотность существенно меньшую, чем плотность нуклона, повлиять на кварк-глюонную структуру нуклона? В отличие от релятивистских ядро-ядерных столкновений, в которых, как полагают, может быть достигнута весьма высокая плотность ядерной материи $\rho \sim \Lambda^3 \gg 1 \text{ ГэВ/фм}^3$, в ГНР имеют дело с плотностями материи, характерными для «холодных» ядер. Если M — масса нуклона, A — атомный номер ядра, R_A — радиус ядра, то плотность материи ρ_A в ядре с атомным номером A может быть приблизительно оценена:

$$\rho_A \sim \frac{A \cdot M}{\frac{4}{3} \pi R_A^3} \sim 0,14 \text{ ГэВ/фм}^3.$$

* Часть I — см.: П. С. Исаев, В. А. Царев//ЭЧАЯ, 1989. Т. 20. Вып. 5. С. 997—1099.

Соответственно для протона с радиусом $\sim 0,8$ фм получим

$$\rho_p \sim \frac{1 \text{ ГэВ}}{\frac{4}{3} \pi (0,8 \text{ фм})^3} \sim 0,5 \text{ ГэВ/фм}^3.$$

Можно ожидать, что наличие ядерного окружения позволяет кваркам отдельно взятого нуклона распространяться по пространству ядра, что приведет либо к частичному перекрытию кварковых мешков различных нуклонов, либо к «разбуханию» нуклона в ядерной среде. В этом случае функции распределения кварков и глюонов в нуклоне внутри ядра будут отличаться от функций распределения кварков и глюонов внутри свободного нуклона. Внутри ядра спектр кварков и глюонов станет более мягким. Наряду с этим ферми-движение внутри ядра может привести к тому, что некоторая часть кварков и глюонов приобретет значения импульсов $x \sim 1$. Наконец, коллективные эффекты могут привести к кумулятивным процессам в области $x > 1$. Заметим, кстати, что именно кумулятивный эффект впервые показал, что структурная функция ядра не является простой суммой структурных функций отдельных нуклонов, или, эквивалентно, что структурные функции свободного и связанного нуклона различны. В целом ядра можно рассматривать как самостоятельные объекты, для которых, точно так же, как и для адронов, фундаментальной характеристикой их структуры являются ядерные структурные функции и имеет смысл понятие предельной фрагментации [1].

Ядра могут быть использованы в качестве «анализаторов» реакций и, прежде всего, пространственно-временной картины развития множественных процессов. Реакции на ядрах, по-видимому, являются единственным способом получения такой информации. Однако для ее извлечения из эксперимента необходимо уметь путем соответствующего отбора событий варьировать среднее расстояние между нуклонами в ядре [2].

Компиляция недавних измерений x -зависимости отношения структурных функций для тяжелых ядер и дейтерия

$$R\left(\frac{A}{D}\right) = \frac{\frac{d\sigma}{dx}(A)}{\frac{d\sigma}{dx}(D)}$$

показана на рис. 1. Для обсуждения различных эффектов удобно рассмотреть следующие области x :

- а) очень малых x ($x < 0,1$). В этой области $R(x) < 1$, что является следствием эффекта ядерного экранирования («теневой» эффект);
- б) малые x ($0,1 < x < 0,2$). Здесь $R > 1$ (эффект антиэкранирования);
- в) средние x ($0,2 \lesssim x \lesssim 0,7$). В этой области $R < 1$. Здесь проявляется смягчение кваркового распределения в нуклонах ядра по сравнению с распределением в свободных нуклонах;

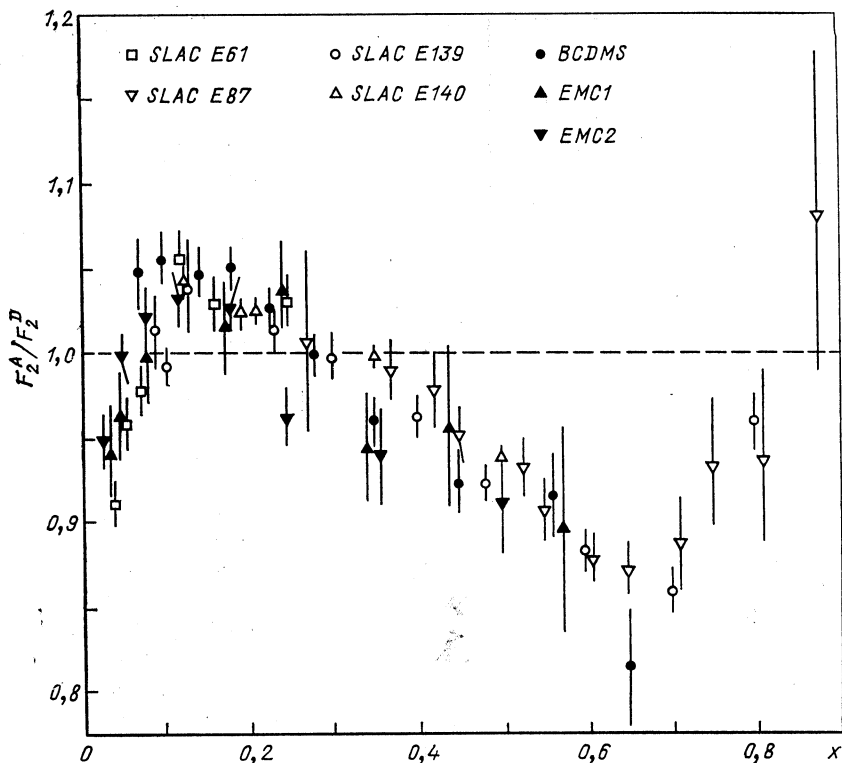


Рис. 1. Компиляция данных по отношениям структурных функций различных ядер [4]

г) большие x ($0,7 \lesssim x \lesssim 1$). Поведение структурных функций в этой области в значительной степени определяется эффектами ферми-движения (и, возможно, многократного рассеяния);

д) очень большие x ($x > 1$). Это так называемая кумулятивная область, недоступная для реакций на свободных нуклонах, целиком определяется коллективными ядерными эффектами.

Структурные функции ядер при $x < 1$ и ЕМС-эффект. Экранирование (или «теневой» эффект) определяется в ядерной физике как отклонение хода сечения от линейной A -зависимости:

$$\sigma = \sigma_0 A^\alpha.$$

Если $\alpha < 1$, то эффект называется экранированием, если $\alpha > 1$, эффект называется антиэкранированием.

Отклонение α от единицы для ядра может быть вызвано и связью нуклонов в ядре, и перекрытием партонных распределений связан-

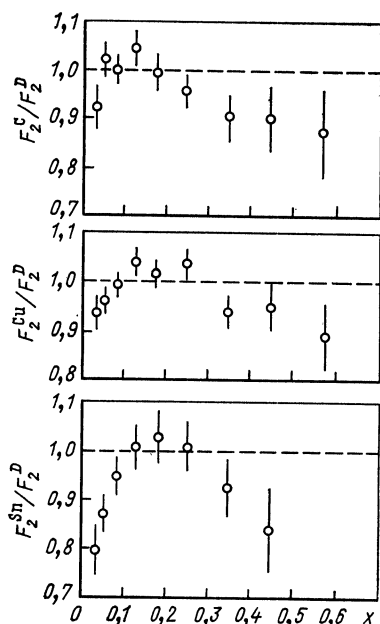


Рис. 2. Отношения структурных функций ядер C, Cu и Sn к структурной функции дейтрона, найденные в эксперименте [4]

ных нуклонов в ядре, и рекомбинацией, и возможными другими причинами.

Ранние эксперименты по ГНР нейтрино на ядрах не обнаруживали экранирования. Однако они обладали плохой статистической и систематической точностью. Недавние измерения на пузырьковой камере ВЕВС в ЦЕРН [3] впервые в нейтринных экспериментах показали явное наличие экранирования в области малых $x \lesssim 0,15$ и антиэкранирования в области $0,15 \lesssim x \lesssim 0,4$ для всех Q^2 в изученном интервале 1–30 ГэВ². Группа ЕМС получила новые интересные данные [4] в области $x < 0,1$: отношение $F_2^A(x, Q^2)/F_2^D(x, Q^2)$

(рис. 2) меньше единицы и тем меньше, чем больше A . Такое поведение не объясняется моделями, которые обычно используются для интерпретации ЕМС-эффекта. Модель векторной доминантности приводит к подобному экранированию для реальных фотонов и виртуальных фотонов с малыми Q^2 . Однако эти эффекты исчезают с ростом Q^2 как $1/Q^2$ и должны быть несущественны для области, изученной в эксперименте [4]. Качественное объяснение для экранирования при больших Q^2 могла бы дать модель Захарова — Николаева [5] (см. также [6]), в которой учитывается, что виртуальный фотон «видит» партоны, распределенные в продольном направлении в области $\Delta z \sim 1/Mx$. При $x < x_c A^{-1/3}$, где $x_c \sim m_\pi/M_N \sim 0,15$, партоны, принадлежащие различным нуклонам, перекрываются в продольном направлении. Их слияние приводит к экранированию при $x < x_c$, а сохранение импульса — к росту F^A/F^D при $x \sim x_c$ («антиэкранирование»). Однако эта модель предсказывает более сильную A -зависимость, чем обнаруживается на эксперименте.

Существующие в настоящее время нейтринные данные (рис. 3–5) еще не дают возможности провести детальный анализ процесса ГНР нейтрино. Тем не менее они позволяют сделать ряд важных выводов [3].

1. Отношение сечений νN ($\bar{\nu} N$), определенных из взаимодействий с ядрами Ne и D, указывает, что доли импульсов, приходящихся на глюоны и на кварки (в расчете на один нуклон), одинаковы для обеих мишеней в пределах $\pm 4\%$.

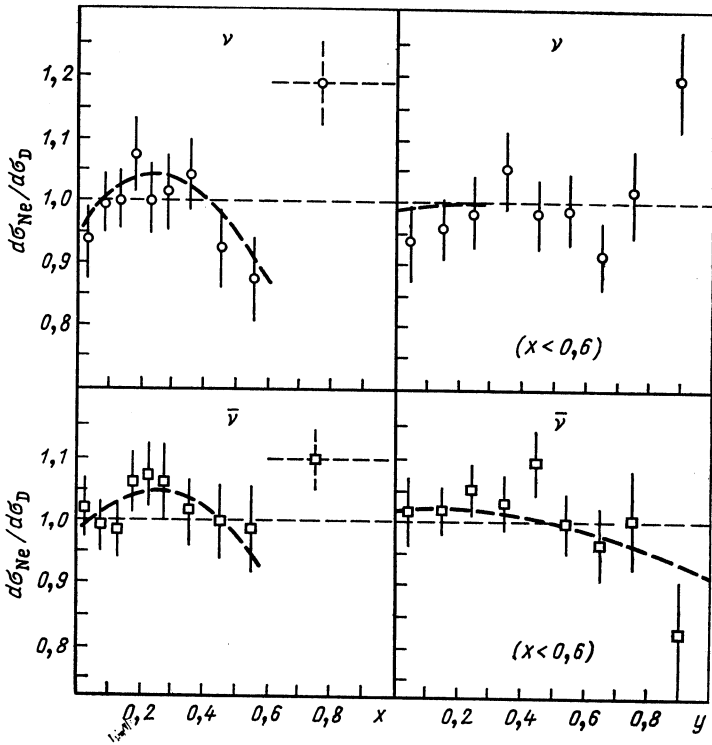


Рис. 3. Отношения сечений взаимодействия нейтрино и антинейтрино для ядер неона и дейтерия (на один нуклон) в зависимости от x и y [3]

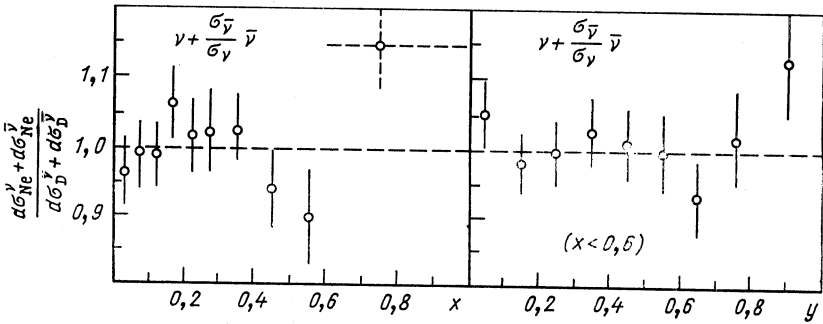


Рис. 4. Отношение $(d\sigma_{\text{Ne}}^{\nu} + d\sigma_{\text{Ne}}^{\bar{\nu}})/(d\sigma_{\text{D}}^{\nu} + d\sigma_{\text{D}}^{\bar{\nu}})$ как функция x и y [3]

2. Отношение x -распределений при $0,2 \lesssim x \lesssim 0,6$ проявляет то же самое уменьшение с x , которое наблюдается в рассеянии мюонов и электронов на таких же мишенях.

Если параметризовать распределения для валентных (q_v) и морских (q_s) кварков в виде

$$q_v = 3x^\alpha (1-x)^\beta;$$

$$q_s = \delta (1+\gamma) (1-x)^\gamma,$$

то «смягчение» распределения валентных кварков в неоне соответствует $\beta_{Ne} - \beta_D \simeq 0,2 \pm 0,1$.

3. Отношение y -распределений (позволяющее выделить вклад морских кварков) исключает возможность сколько-нибудь значительного роста вклада кварков «моря» в ядре, как это предполагалось в некоторых ранних моделях ЕМС-эффекта [7]. Не спасает такие модели и возможное изменение $R = \sigma_L/\sigma_T$ с A , поскольку данные указывают на близость величин R_{Ne} к R_D .

4. Форма распределения для валентных кварков в Ne и D различается: β_{Ne} больше, чем β_D , на $0,5 \pm 0,2$ и $(\alpha_{Ne} - \alpha_D) \sim (0,2 \pm 0,1)$ ($\beta_{Ne} - \beta_D$). В то же время форма распределения для морских кварков в Ne и D различается несущественно ($\gamma_{Ne} - \gamma_D \sim 1 \pm 1$). Доля кварков «моря» в Ne меньше, чем в дейтерии, на $(8 \pm 5) \%$ или $(18 \pm 8) \%$ в зависимости от модели, принятой для σ_L/σ_T и $\gamma_{Ne} - \gamma_D$.

Смягчая валентные кварки ($\beta \rightarrow \beta + \Delta\beta$) и усиливая вклад кварков моря ($s \rightarrow R_s s$), можно добиться хорошего описания ЕМС-эффекта при $\Delta\beta = 0,2$ и $R_s = 1,35$ для нейтринных взаимодействий. Но тогда это приведет к совершенно не согласующейся с экспериментом y -зависимости для антинейтрино. Эффект усиления вклада кварков моря в $\bar{\nu}$ -взаимодействиях можно было бы попытаться компенсировать, предположив увеличение $R = \sigma_L/\sigma_T$ для тяжелых ядер. Однако в этом случае в противоречие с экспериментом приходит y -зависимость для ν -взаимодействия. Комбинация $\nu + \left(\frac{\sigma_{\bar{\nu}}}{\sigma_{\nu}}\right)\bar{\nu}$, не чувствительная к вкладу кварков моря, показана на рис. 4. Как видно, отклонение от единицы, которое свидетельствовало бы об A -зависимости R , не обнаружено. Таким образом, нейтринные данные позволяют получить весьма жесткие ограничения на модели. Значительное улучшение статистической и систематической точности в экспериментах на УНК могло бы помочь более полному пониманию кварк-глюонной структуры ядер и нуклонов и проверке КХД. В этом отношении особенно важным было бы исследование возможной Q^2 -зависимости как эффектов экранирования, так и в особенности ЕМС-эффекта. Существующие данные не обнаруживают заметной Q^2 -зависимости, однако большие ошибки оставляют широкие возможности для вкладов, нарушающих скейлинг. Выделение подобных вкладов было бы важно как с точки зрения уточнения наших

знаний относительно КХД-эволюции структурных функций, так и для разрешения очень интересного вопроса о роли рескейлинга [8] в ядрах. Интересно было бы также сравнить предсказания различных моделей для отношения $R_q^- = \bar{q}^A(x)/\bar{q}^N(x)$ в области больших x , где данные в настоящее время отсутствуют (рис. 6).

Следует подчеркнуть, что фактически существующие сейчас теоретические модели ЕМС-эффекта полностью основываются на экспериментальных данных, поэтому уточнение и обогащение этих данных является первостепенной задачей.

В связи с этим целесообразно указать на методическую новинку Е745-коллаборации [9]. Нейтринные случаи взаимодействия отби-

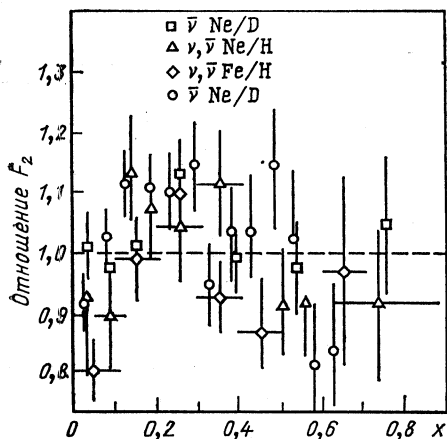


Рис. 5. Компиляция данных по отношению структурных функций различных ядер, измеренных в нейтринных реакциях

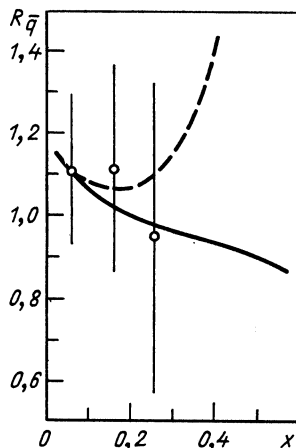


Рис. 6. Величина R_q^- как функция x

рались по признаку — нет или есть темные треки в точке взаимодействия. Основная идея метода состоит в допущении, что взаимодействия нейтрино с поверхностными нуклонами ядра и с нуклонами, расположенными «внутри» ядра, могут быть различимы по ядерным осколкам. Предполагается, что случаи с темными треками обязаны своим происхождением взаимодействиям с «внутренними» нуклонами ядра, а случаи без темных треков преимущественно связаны с взаимодействиями нейтрино с поверхностными нуклонами. Конечно, это не абсолютно точно так, но в «первом приближении» предположение оправдывается. Новая методика, по мнению авторов, может пролить свет на физическую причину поведения отношения сечений $F_2^A(x, Q^2)/F_2^D(x, Q^2)$ в области $x \geq 0,7$.

Кумулятивные процессы. Кумулятивное рождение частиц (т. е. рождение в кинематической области, запрещенной на свободном

нуклоне) и тесно связанное с ним явление предельной фрагментации ядер были впервые обнаружены в экспериментах, выполненных в ОИЯИ и ИТЭФ (см. обзоры [1]) и к настоящему времени довольно детально изучены в адронных и фотонных процессах. Информация, полученная в нейтринных реакциях, существенно беднее как по объему и разнообразию, так и по статистическим и систематическим точностям.

Значительный интерес к кумулятивным процессам обусловлен прежде всего их возможной связью с нетривиальными особенностями внутренней структуры ядра, такими, как корреляции групп нуклонов, мультикварковые образования типа флуктонов или даже, возможно, кварк-глюонная фаза ядерного вещества. Это дает основание думать о возможной тесной связи кумулятивных процессов с ЕМС-эффектом, которые могут быть проявлением кварк-глюонных степеней свободы в различных кинематических областях [10]. Другая точка зрения состоит в том, что кумулятивные процессы отражают особенности не столько внутренней структуры ядра, сколько взаимодействия быстрых частиц с ядерными мишенями. Возбужденная система, являющаяся источником кумулятивных частиц, может быть сформирована в процессе взаимодействия [11].

Как и для ЕМС-эффекта, для кумулятивного эффекта было предложено много различных теоретических моделей, от учитывающих довольно тривиальные процессы многократного рассеяния и каскадирования до довольно изощренных, учитывающих образование многокварковых конфигураций и рескейлинг.

В частности, в работе [12] предложена флуктонная модель ядра с рескейлингом, в рамках которой удалось правильно воспроизвести наблюдаемые в эксперименте особенности: смятение распределения партонов в области малых значений x и наличие партонов в области $x > 1$. Авторы рассчитали сечения рождения массивных лептонных пар на различных ядрах. Предсказана x -, Q^2 -, A -зависимость структурных функций ядер в кумулятивной области $x > 1$. Однако, как и для ЕМС-эффекта, для кумулятивного эффекта в настоящее время не существует единой точки зрения относительно основного механизма.

При анализе экспериментальных данных, полученных в реакции образования кумулятивных нуклонов на ядрах Ne в пучках антинейтрино (ФНАЛ [13]), был сделан вывод в пользу механизма разрушения парных корреляций [2] как источника кумулятивных протонов. В этой модели большое значение $\alpha = (E - p \cos \theta)/m$ кумулятивного протона, летящего назад, компенсируется импульсом нуклона, летящего вперед. «Эффект Доплера» приводит к понижению среднего x и α -зависимости

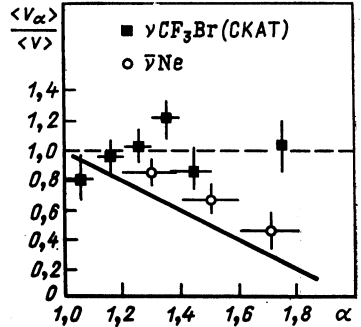
$$\langle x_\alpha \rangle = (2 - \alpha) \langle x \rangle,$$

где x_α соответствует событиям с кумулятивными протонами. Данные [13] не противоречат такой зависимости. Однако такая зависимость

не наблюдается в эксперименте на камере СКАТ [14] (рис. 7). Вместе с тем обнаружены факты, которые интерпретируются авторами как указание в пользу механизма вторичных перерассеяний в качестве источника кумулятивных протонов. При этом подчеркивается существенная роль поглощения медленных пионов $\pi + 2N \rightarrow 2N$, сечение которого имеет максимум в области импульса $p_\pi \approx 0,25$ ГэВ/с.

Следует, однако, подчеркнуть, что существующие данные обладают довольно низкой статистической обеспеченностью ($\leq 10^3$ событий) и подвержены значительному влиянию систематической неопре-

Рис. 7. Зависимость поведения среднего значения $\langle v_\alpha \rangle / \langle v \rangle$ для событий, имеющих один кумулятивный протон, от $\alpha = (E - P_x)/M$. Представлены результаты экспериментов в пузырьковых камерах с наполнением CF_3Br и Ne ; сплошная линия — предсказания модели двухчастичной корреляции



деленности в знании энергии начальных нейтрино. Как результат, например, в [14] угол между истинным и экспериментально определяемым направлением вектора переданного импульса $\varphi = p_\nu - p_\mu$ составляет $20-40^\circ$. Кроме того, низкая статистика не позволила продвинуться в область больших x (> 2), особенно чувствительных к механизмам кумулятивного рождения.

Эксперименты на УНК позволяют избавиться от этих недостатков, улучшить точности измерений и продвинуться в область больших x , где можно будет проверить предсказания [10] относительно возможных отражений ЕМС-эффекта в кумулятивной области в виде нерегулярного (ступенчатого) поведения $R(x)$ при $x > 1$. Указание на такое поведение получено в адронных и электромагнитных кумулятивных реакциях (рис. 8).

Пространственно-временная картина развития конечной системы. Изучение развития в пространстве и времени конечной адронной системы, возникающей при высокоэнергетическом соударении частиц, является одной из важных задач современной физики высоких энергий. Уникальную возможность для подобных исследований дают ядерные мишени, в которых межнуклонные расстояния оказываются того же порядка (или меньше), что и характерные пространственные масштабы развития системы.

Существование «длины формирования» хорошо известно и надежно установлено в электродинамике и предполагается также в адродинамике. Исходя из партонной модели, считают, что вторичные

адроны с энергией E формируются на расстоянии $l(E) \simeq E/\mu^2$ от мишени [15], где μ — некоторая характерная адронная масса. При этом первым с мишенью взаимодействует наиболее медленный из партонов, принадлежащих составному кварку, и рождает первый адрон. Нарушение когерентности партонной системы приводит к распаду (и последующей адронизации) следующего по скорости партона

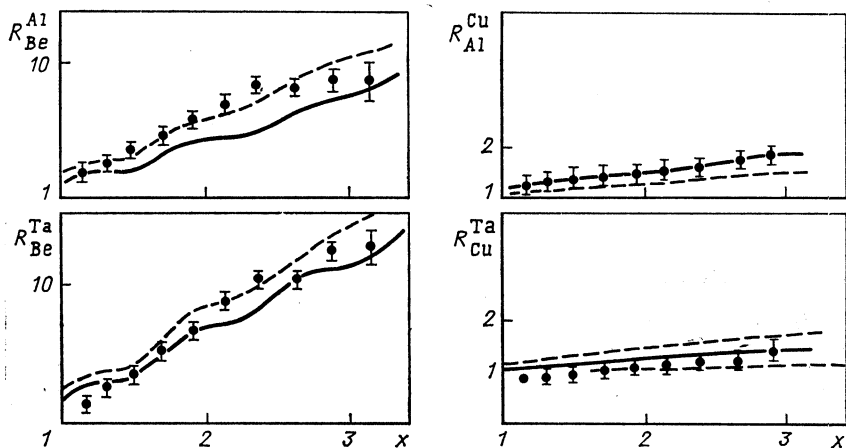


Рис. 8. Зависимость отношения $R_{A_2}^{A_1} = A_2 F_2^{A_1} / A_1 F_2^{A_2}$ от x для различных ядер. Масштаб по оси ординат логарифмический

и т. д. Быстрые партоны имеют малое сечение взаимодействия с мишенью и могут принять участие во взаимодействиях лишь в том случае, когда в результате деградации импульсов (сопровождающей их распад) они замедляются.

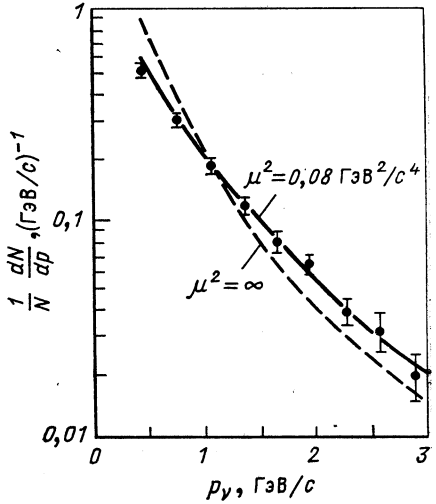
В отличие от партонной картины, основанной на моделях типа $\lambda\phi^3$, в КХД спин глюонов, равный единице, приводит к неубывающему с энергией сечению взаимодействия, вследствие чего быстрый составной кварк может повторно взаимодействовать в ядре с большим сечением ($\sim(1/3)\sigma_{NN}$). В результате взаимодействия между налетающим кварком и кварком из мишени натягивается струна, которая, разрываясь, дает вторичные адроны. Как было замечено в [16], спектры, предсказываемые обычной партонной моделью и моделью, основанной на КХД, различаются. В частности, отношение спектров R_y на ядре и на нуклоне не имеет минимума в области $y \lesssim y_A = \ln \mu^2 Z_A / \langle m_T \rangle$, и в R_y отсутствует плато, разделяющее область фрагментации пучка и каскадную область.

В рамках гипотезы о длине формирования при больших импульсах адроны формируются вне ядра, что может оказаться существенным для развития внутриядерного каскада. Нейтринные реакции на ядрах дают возможность прямой проверки этого явления. Анализ

Рис. 9. Импульсный спектр отрицательных мезонов:

кривые — результат расчета по каскадной модели с $\mu^2 = \infty$ и $\mu^2 = 0,08 \text{ ГэВ}^2/c^4$

экспериментальных данных по взаимодействиям ν_μ заряженных токов был проведен в [17]. Использовалась модель внутриядерного каскада, в которую был введен эффект формирования вторичных частиц. Параметр μ^2 определяется посредством сравнения с экспериментом множественности медленных вторичных протонов ($0,3 < p < 0,6 \text{ ГэВ}/c$), наиболее чувствительной к числу внутриядерных столкновений. Как видно из рис. 9, наилучшее совпадение с экспериментом возникает при $\mu^2 =$



$= (0,08^{+0,05}_{-0,04}) \text{ ГэВ}^2/c^4$. Этот результат согласуется с оценками, полученными в hA [18] и νA [19] взаимодействиях, но не согласуется с $\mu^2 \sim 0,5 \div 0,7 \text{ ГэВ}^2/c^4$, найденными из hA в [20].

В экспериментах с ядерными мишенями на УНК можно более детально исследовать пространственно-временную картину развития адронной системы, рождаемой в нейтринных процессах, и провести сравнение с результатами исследований для адронных и электромагнитных процессов. При этом можно использовать указанную А. М. Балдиным [1] возможность отбора событий с участием нуклонов на малых расстояниях с помощью кумулятивных процессов.

Ядерное усиление процессов с большими p_T . Специальный интерес представляет изучение реакций на ядрах, приводящих к образованию частиц с большими поперечными импульсами. Как было впервые найдено в [21], сечения таких процессов изменяются как A^α с $\alpha > 1$. Основными механизмами, по-видимому, являются: а) многократное мягкое рассеяние на многих нуклонах ядра [22] и б) жесткое рассеяние конститuentов, сопровождающееся образованием струй с большими значениями поперечной энергии E_T [23]. На рис. 10 показаны результаты недавнего эксперимента на Тэватроне при энергии $E_p = 800 \text{ ГэВ}$ [24] для зависимости показателя α от E_T и планарности

$$P = \max \frac{\sum p_{iL}^2 - \sum p_{iT}^2}{\sum p_{iL}^2 + \sum p_{iT}^2},$$

где p_{iT} (p_{iL}) — перпендикулярная (параллельная) компонента поперечного импульса частицы относительно произвольной оси в поперечной плоскости. Заметим, что в пределе $P \rightarrow 1$ α падает до еди-

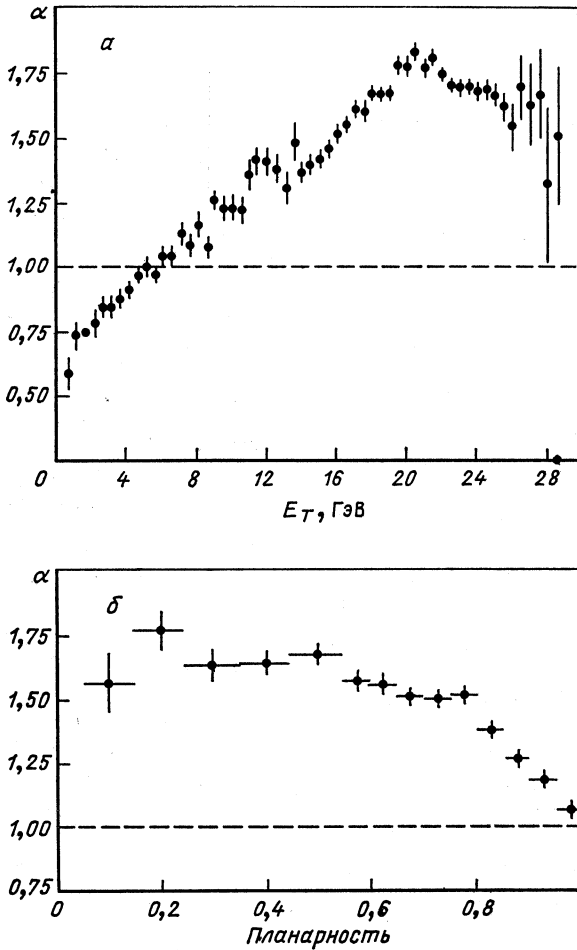


Рис. 10. Зависимость показателя α от E_T (а) и планарности (б)

ницы, что свидетельствует о вкладе жестких соударений, приводящих к образованию струй. Насколько нам известно, сколько-нибудь подробные исследования этого эффекта для нейтринных реакций не проводились. Нейтринные пучки и детекторы УНК позволяют провести такие исследования и получить важную информацию о процессах, происходящих при взаимодействии с нуклонами и ядрами.

2. ПОИСКИ НОВОЙ ФИЗИКИ

Хорошо известен график изменения констант сильного, электромагнитного и слабого взаимодействия с ростом энергии, на котором демонстрируется объединение всех взаимодействий. Теоретические

оценки показывают, что шкала Великого объединения (GUT-Grand Unification Theory) лежит в области 10^{15} ГэВ (рис. 11). В минимальной $SU(5)$ -теории Великого объединения предполагалось, что область энергий выше 100 ГэВ будет «пустыней», не заполненной массами новых элементарных частиц. Однако вскоре выяснилось, что время жизни протона больше предсказанного $SU(5)$ -теорией по меньшей мере на 2–3 порядка и область пустыни может быть заполнена новыми частицами, соответствующими моделям суперсимметричной теории (SUSY). Массовая шкала суперчастиц (или «счастлиц», как их называют) может находиться, предположительно, в области около 1 ТэВ. Суперсимметрия — это новый вид симметрии, связывающей бозоны с фермионами. Суперсимметрии характеризуются числом N . Если $N = 1$, то суперсимметрия называется простой, если $N > 1$, то суперсимметрия называется расширенной [25, 26].

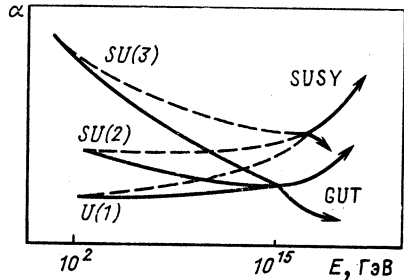


Рис. 11. График объединения констант связи сильных электромагнитных и слабых взаимодействий

Для наглядности приведем табл. 1 минимального набора суперсимметричных частиц, присутствующих в любой суперсимметричной модели простой суперсимметрии ($N = 1$). Здесь лептоны и кварки — это фундаментальные частицы, имеющие скалярных левых и правых партнеров. В группе калибровочных частиц (калибрино) каждому безмассовому калибровочному бозону соответствует один майорановский и калибровочный фермион (фотону γ соответствует фотино $\tilde{\gamma}$, глюону g — глюино \tilde{g}). Нейтральному массивному калибровочному бозону Z^0 соответствуют два майорановских калибровочных фермиона Z_1^0 и Z_2^0 и один хиггсовский скалярный бозон H_2^0 . Заряженному W^\pm -бозону соответствуют два дираковских фермиона W_1^\pm и W_2^\pm и заряженный хиггсовский скалярный бозон H_W . Есть еще по меньшей мере два нейтральных хиггсовских бозона — скалярный H_0 и аксиальный псевдоскаляр A^0 , которые соответствуют майорановскому фермиону — хиггсину H^0 . Гравитино \tilde{G} соответствует гравитону G .

Суперсимметрия реализуется либо глобально, либо локально с учетом супергравитации. В первом случае нарушение суперсимметрии связано с возникновением голдстино \mathcal{G} , а во втором — с возникновением гравитино \tilde{G} . Спектр масс суперсимметричных частиц неизвестен, и это затрудняет их поиск. Оценка их масс может быть получена из расчета радиационных поправок к массам, например, скалярных бозонов в стандартной модели (СМ), таких, как

Т а б л и ц а 1. Минимальный набор суперсимметричных частиц (суперсимметричная теория с $N = 1$)

Спин 0	Спин 1/2	Спин 1	Спин 3/2	Спин 2
Скалярное нейтрино $\tilde{\nu}$ Скалярные лептоны \tilde{l}_R, \tilde{l}_L Скалярные кварки \tilde{q}_R, \tilde{q}_L	Голдстино \mathcal{G} Нейтрино ν Лептоны l Кварки q		Гравитино \tilde{G}	Гравитон G
Нейтральный хиггсовский бозон H, Z^0 Заряженный хиггсовский бозон H^\pm_W Аксиноподобный псевдоскаляр A^0 Скалярный хиггсовский бозон H^0	Калибрино $\left\{ \begin{array}{l} \text{Фотино } \tilde{\gamma} \\ \text{Глюино } \tilde{g} \\ \text{Вино } \tilde{W}_1^\pm, \\ \tilde{W}_2^\pm \\ \text{Зино } \tilde{Z}_1^0, \tilde{Z}_2^0 \end{array} \right.$ Заряженный хиггсино \tilde{H}^\pm Нейтральный хиггсино \tilde{H}^0	Фотон γ Глюон g W^\pm -бозон Z^0 -бозон		

хиггсовский:

$$\delta M_H^2 = O\left(\frac{\alpha}{\pi}\right) \Lambda^2,$$

где Λ — константа обрезания в расходящейся петле. Из этого соотношения следует, что если ввести «естественное» предположение, что физическая масса хиггсовского бозона не должна быть существенно больше массы W -бозона ($M_H^2 \approx M_W^2$) и поправка δM_H^2 не должна быть больше самой массы M_H^2 , то значение Λ оказывается $\ll 1$ ТэВ. Эта проблема естественности [25] удачно решается в рамках суперсимметрии.

В суперсимметричной теории квадратично расходящиеся бозонные и фермионные петлевые поправки к M_H^2 имеют противоположные знаки, и поскольку бозоны и фермионы входят парами с одинаковыми значениями констант связи, то расходимости в δM_H^2 будут сокращаться:

$$\delta M_H^2 = O\left(\frac{\alpha}{\pi}\right) |M_B^2 - M_F^2|.$$

Остающаяся конечная разность масс бозонного и фермионного суперпартнеров пропорциональна шкале нарушения суперсимметрии. Константа обрезания Λ эквивалентна разности масс $|M_B^2 - M_F^2| \ll$

$\ll 1$ ($\text{ТэВ}/c^2$)², и поскольку одна из масс — известная из СМ, а вторая — суперсимметричная, то отсюда делается заключение о том, что суперсимметричные партнеры известных частиц должны иметь массы $\ll 1$ $\text{ТэВ}/c^2$.

Ожидаемые значения масс суперсимметричных частиц приведены в табл. 2. Если границу массы хиггсовского бозона отодвинуть до

Таблица 2. Значения масс суперсимметричных частиц, соотношенные к шкале масс $m_{1/2}$ [26]

\tilde{q} кварк	\tilde{g} глюино	$\tilde{l}_L \tilde{l}_R$		\tilde{W} вино	\tilde{Z} зинно
		лептоны			
1,9	1	0,7	0,4	0,3	0,16

≈ 300 $\text{ГэВ}/c^2$, то получим следующие оценки масс суперсимметричных частиц: масса ви́но ~ 90 $\text{ГэВ}/c^2$, масса лептонов $\sim 150 - 200$ $\text{ГэВ}/c^2$, масса глюино ~ 300 $\text{ГэВ}/c^2$, масса кварков ~ 600 $\text{ГэВ}/c^2$. Если в пределах этих границ суперсимметричные частицы не будут обнаружены, то могут возникнуть серьезные возражения против суперсимметрии [26].

Обычные калибровочные и юкавские виды связей известных частиц из СМ имеют соответствия со связями их суперсимметричных партнеров [27—29]:

$$g\bar{f}\gamma_\mu V^\mu f \rightarrow \sqrt{2} g\bar{f}\tilde{V}f + \text{h.c.},$$

$$g\bar{f}^* \overleftrightarrow{\partial}_\mu \tilde{f} V^\mu, \left(\frac{g}{2}\right)^2 |\tilde{f}^* \tilde{f}|^2,$$

$$\lambda \bar{f} f H \rightarrow \lambda \bar{f} f \tilde{H} + \dots, \lambda^2 [|\tilde{f}^c \tilde{f}|^2 + |\tilde{f}^c H|^2 + |\tilde{f}^c H|^2].$$

Взаимодействия суперсимметричных частиц записаны так, что обеспечивается сохранение нового мультипликативного квантового числа — R -четности. R -четность для стандартных частиц определяется равной $+1$, а для их суперсимметричных партнеров -1 . R -четность связана с квантовыми числами, сохраняющимися в СМ, соотношением

$$R = (-1)^{B+3L+2S},$$

где B , L , S — барионное, лептонное числа и странность соответственно.

Сохранение R -четности ведет к трем важным феноменологическим следствиям:

1) суперсимметричные частицы всегда рождаются парами (например, $e^+e^- \rightarrow \tilde{\mu}^+ \tilde{\mu}^-$; $p\bar{p} \rightarrow (\tilde{g}\tilde{g}$ или $\tilde{q}\tilde{q}) + X$ и т. д.);

2) каждая частица распадается на другую частицу (например, $\tilde{e} \rightarrow e + \tilde{\gamma}$; $\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}$; $\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\gamma}$; $\tilde{q} \rightarrow q + \tilde{g}$ и т. д.);

3) наилегчайшая суперсимметричная частица (НСЧ) абсолютно стабильна, так как она не имеет допустимой схемы распада. Так как НСЧ абсолютно стабильна, то она должна в большом количестве присутствовать во Вселенной сегодня как космологический реликтовый остаток большого взрыва. Однако НСЧ до сих пор не наблюдалась. Очевидно, НСЧ должна быть нейтральной и бесцветной, ее взаимодействие существенно слабее сильного и электромагнитного и она может ускользнуть от наблюдения, подобно обычному нейтрину. В качестве НСЧ может выступать гравитино, фотино, зиньо, хиггсино или скалярное нейтрино. Одним из кандидатов в НСЧ может быть суперсимметричное τ -нейтрино [30]. Если есть майорановская компонента зиньо с массой $M \leq 3,5 \text{ ГэВ}/c^2$, то должно существо-

вать стабильное суперсимметричное τ -нейтрино с массой $m_\tau < m_{\nu_\tau} \leq 3,5 \text{ ГэВ}/c^2$. Это более умеренные пределы на значение массы НСЧ, чем для стабильных хиггсино или фотино ($m_g > 80 \text{ ГэВ}/c^2$, как это следует из анализа данных [31]).

Схемы прямого рождения суперсимметричных кварков, фотино, глюино, виньо, зиньо и хиггсовских бозонов в нейтринных взаимодействиях показаны на диаграммах рис. 12—15. Однако из ограничений на массы суперсимметричных частиц, полученных CELL-коллаборацией ([32], рис. 16), следует, что поиск суперсимметричных частиц в νe - или νN -соударениях на УНК бесперспективен, поскольку даже при максимальной энергии нейтрино пучка $E_\nu \sim 2 \text{ ТэВ}$ энергия в системе центра масс нейтрино + нуклон будет $\sim \sqrt{2M_N E_\nu} \leq 65 \text{ ГэВ}$, значение которой лежит на пределе возможного порога

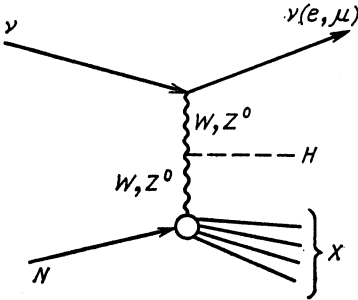


Рис. 12. Схема рождения хиггсовского бозона в νN -взаимодействиях

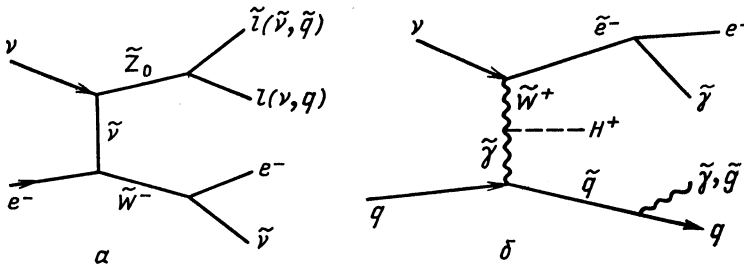


Рис. 13. Рождение:

а — зиньо и виньо в νe -соударениях; б — хиггсовского заряженного бозона и суперсимметричных частиц в νN -взаимодействиях

ствиях показаны на диаграммах рис. 12—15. Однако из ограничений на массы суперсимметричных частиц, полученных CELL-коллаборацией ([32], рис. 16), следует, что поиск суперсимметричных частиц в νe - или νN -соударениях на УНК бесперспективен, поскольку даже при максимальной энергии нейтрино пучка $E_\nu \sim 2 \text{ ТэВ}$ энергия в системе центра масс нейтрино + нуклон будет $\sim \sqrt{2M_N E_\nu} \leq 65 \text{ ГэВ}$, значение которой лежит на пределе возможного порога

рождения пары (суперсимметричные частицы должны рождаться парами!) наиболее низколежащих по массе частиц (рис. 16). И лишь во взаимодействиях высокоэнергетических нейтрино ($E_\nu \geq 1$ ТэВ) с тяжелыми ядрами ($A \geq 100$), когда энергия в системе центра масс нейтрино + ядро может достигать значений $\geq \sqrt{2M_A c^2 E_\nu} = \sqrt{200 \cdot 1000} \geq 450$ ГэВ, появляется возможность рождения пары



Рис. 14. Рождение пары $\tilde{\nu}e^-$ в νe^- -соударениях

суперсимметричных частиц (или пары тяжелых лептонов). Но и в этом случае дополнительные факторы (фазовый множитель, пропагаторы тяжелых суперчастиц, дополнительные степени констант связи, малая доля кварков в ядре с большими значениями $x \gg 1$) существенно уменьшают сечение рождения суперсимметричных частиц, сводя поиск суперсимметричных частиц в нейтринном пучке УНК почти к гипотетическому. Ниже мы посвятим небольшой раздел проблеме наблюдения суперсимметричных частиц на УНК.

Суперсимметрия — это одна из возможностей выхода за рамки стандартной модели. Другая возможность выхода за рамки СМ — гипотеза составной структуры элементарных частиц. В отличие от суперсимметрии этот предмет более труден для теоретического обсуждения, ибо моделей слишком много (сколько авторов — столько моделей). Единственное общее для них — это способ параметризации членов лагранжиана по обратным степеням Λ , где Λ — энергетическая шкала, начиная с которой проявляется составная природа частиц. Обычно такие члены записываются в виде

$$\sim \frac{\lambda_{1234}^2}{\Lambda^2} (\bar{\psi}_1 \Gamma \psi_2) (\bar{\psi}_3 \Gamma \psi_4) + O\left(\frac{1}{\Lambda}\right)^3.$$

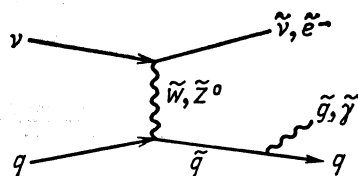


Рис. 15. Рождение суперсимметричных $\tilde{\nu}$ -, \tilde{e}^- -, \tilde{g} -, $\tilde{\gamma}$ -частиц в νN -взаимодействиях

На четырехфермионное взаимодействие налагается ряд весьма общих требований (например, они должны удовлетворять требованию цветного конфайнмента, ароматной симметрии и т. д.). Члены $\sim (1/\Lambda)^n$ могут, в частности, проявиться в явлениях типа изменяющихся ароматов нейтральных токов. В настоящее время приводятся следующие ограничения на значения Λ из различных процессов (табл. 3).

Таблица 3. Оценки значений Λ из различных процессов [147]

Четырехфермионный оператор	Процесс	Нижняя, граница Λ , ТэВ
$\bar{e}d\bar{u}u$	Протонный распад	$\lambda \cdot 10^{13}$
$\bar{s}d\bar{s}d$	$K^0 - \bar{K}_0$ -смешивание	$\lambda \cdot 400$
$\bar{c}u\bar{c}u$	$D^0 - \bar{D}^0$ -смешивание	$\lambda \cdot 50$
$\bar{s}d\bar{e}\mu$	$K^+ \rightarrow \mu^+\mu^-e^+$	$\lambda \cdot 50$
	$K_L \rightarrow \mu e$	$\lambda \cdot 30$

Наконец, возможно «минимальное» расширение СМ за счет введения массивных нейтрино, новых семейств кварков и лептонов, дополнительных калибровочных бозонов. Радиационные поправки, происходящие от новых, неизвестных пока нам частиц, могут изменить предсказания СМ и послужить указанием на новую физику.

В настоящем обзоре мы уделим главное внимание минимальному расширению СМ, как более соответствующему энергетической шкале экспериментов с фиксированной мишенью на УНК.

Рождение и распад массивных нейтрино. Теоретически массивные нейтрино можно получить с помощью *see — saw*-механизма лево-

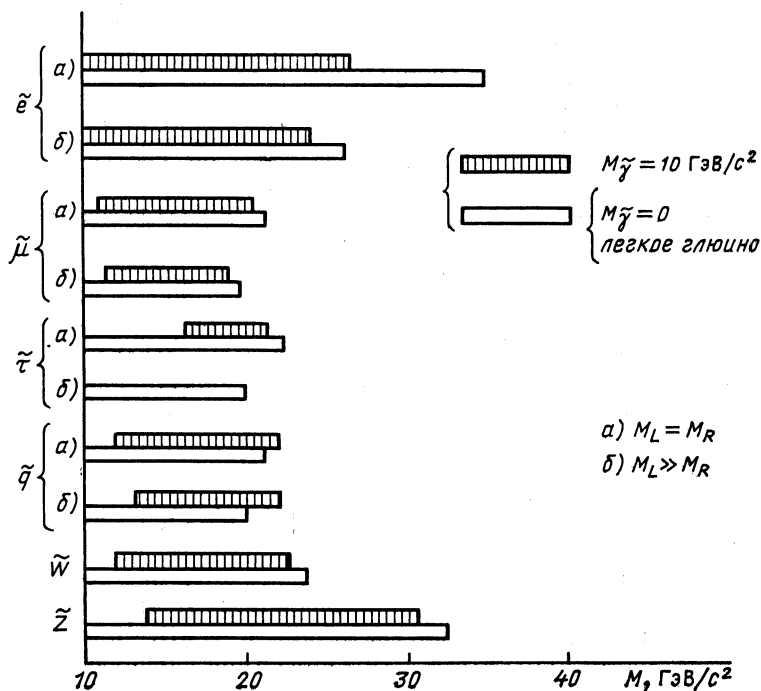


Рис. 16. Области масс суперсимметричных частиц, исключенных на уровне 95%

правой симметричной модели [33], в моделях горизонтальной калибровочной симметрии [34], в суперструнной E_6 -модели [35] и ряде других моделей.

Если массивные нейтрино ν_H ($\nu_1, \nu_2, \nu_3 \dots$) существуют, то они не обязательно должны совпадать с собственными состояниями ($\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau \dots$). Вероятнее всего, возникнут линейные комбинации

$$\nu_l = \sum U_{eH} \nu_H \quad (l = e, \mu, \tau \dots; H = 1, 2, 3 \dots),$$

где U_{lH} — элемент матрицы смешивания (унитарной матрицы). Константа взаимодействия заряженного тока массивного нейтрино ν_H с заряженным лептоном l пропорциональна квадрату матричного элемента. Таким образом, в лептонном токе, наряду с членами $(\bar{\nu}_e e)$, $(\bar{\nu}_\mu \mu)$, должны присутствовать члены $(\bar{\nu}_H e)$ и $(\bar{\nu}_H \mu)$, которые будут приводить к распадам $\pi, K \rightarrow \nu_H + (e, \mu)$. Обычные нейтринные пучки (ν_e и ν_μ) могут содержать примесь массивных нейтрино, доля которых определяется отношением вероятностей распада:

$$R_H = \frac{\Gamma(h \rightarrow \nu_H l)}{\Gamma(h \rightarrow \nu_\mu l)} = |U_{lH}|^2 \rho_{lH}.$$

Здесь ρ_{lH} — кинематический фактор, зависящий от m_{ν_H} , U_{lH} — элемент матрицы смешивания. (Есть модели [36], в которых взаимодействие тяжелых нейтрино в канале нейтральных токов может менять их аромат. В этом случае возможны другие вклады в смешивание, отличные от матричного элемента U_{lH}).

В случае чисто лептонного распада кинематический фактор ρ_{lH} учитывает тот факт, что при конечной массе ν_H подавление из-за сохранения спиральности будет меньше, чем при $m_\nu = 0$ (например, для $m_{\nu_H} = 200 \text{ МэВ}/c^2$ $\rho \approx 10^5$ для $K \rightarrow e\nu$ и $\rho \approx 10$ для $K \rightarrow \mu\nu$ [37]).

Если ν_H возникают от распадов K -мезонов, то исследуемая область масс лежит в пределах $m_0 \leq m_{\nu_H} \leq 490 \text{ МэВ}/c^2$, где m_0 определяется эффективностью регистрации распада ν_H по данному каналу. Для $\pi^+ \rightarrow \mu + \nu_H$ верхняя граница массы $m_{\nu_H} = 34 \text{ МэВ}/c^2$. В случае распада τ -лептона область масс тяжелых нейтрино увеличивается. Например, для канала $\tau \rightarrow 3\nu_\tau$ она достигает $m_{\nu_H} \approx \approx 1,37 \text{ ГэВ}/c^2$.

Возможно рождение тяжелых нейтрино в пучке обычных ν_μ и ν_e через изменяющий аромат нейтральный ток:

$$\nu_{\mu,e} + N \rightarrow \nu_H + X.$$

При этом верхний предел по массам определяется только энергией начальных нейтрино.

Удобным способом поиска тяжелых нейтрино являются эксперименты типа *beam-dump*, в которых фон от распадов π - и K -мезонов в ν_e - и ν_μ -каналы подавлен на 3—4 порядка. При этом поток новых нейтрино, например ν_τ , может возникать от полулептонных распадов

очарованных кварков, рождаемых в протон-ядерных взаимодействиях и не испытывающих подавления вследствие их малого времени жизни. Так, например, в одном из недавних экспериментов SHAR-коллаборация [38] вела поиски тяжелых нейтрино, возникающих при прохождении пучка с энергией протонов 400 ГэВ через медь (*beam-dump*-эксперимент). Предполагалось, что тяжелые нейтрино возникают вследствие смешивания после распада очарованных D -мезонов. Искались распады ν_H по схемам:

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

(и соответствующие каналы для антинейтрино). Не было найдено ни одного кандидата. Получен предел на матричные элементы $|U_{lH}|$, $|U_{\mu H}| < 10^{-7}$ для нейтринных масс $\sim 1,5$ ГэВ/ c^2 .

Поиски тяжелых нейтрино проводились также в пучке широкого нейтринного спектра. Предполагалось, что нейтрино рождаются во взаимодействиях за счет нейтрального тока в SHARM-калориметре. Здесь поиски велись в каналах распада:

$$\nu_H \rightarrow \mu + \text{адроны.}$$

Тяжелые нейтрино не были обнаружены.

Этот эксперимент был чувствителен к области масс

$$0,5 < m_H < 2,8 \text{ ГэВ}/c^2$$

и дал ограничения $|U_{\mu H}| < 3 \cdot 10^{-4}$ для среднего значения массы 2,5 ГэВ/ c^2 [38]. Рассмотрим другие возможные схемы распадов ν_H .

а) Радиационные распады $\nu_H \rightarrow \nu\gamma$, $\nu\gamma\gamma$ [39—41]. Можно предположить, что нейтринные состояния ν_e , ν_μ , ν_τ не являются состояниями с собственной массой, а могут выражаться через линейные комбинации массовых нейтринных состояний ν_H . Нейтрино могут быть дираковские или майорановские. Если такая смесь состояний существует, то возможны радиационные распады: $\nu_j \rightarrow \nu_i\gamma$, где $m_{\nu_j} > m_{\nu_i}$. В том случае, когда $m_{\nu_H} < 2m_e$, схема однофотонного распада должна была бы быть преимущественной. Для дираковских нейтрино ширина распада $\nu_H \rightarrow \nu_i\gamma$ выражается формулой [42]

$$\Gamma^D \approx \frac{\alpha}{2} \left[\frac{3G_F}{32\pi^2} \right]^2 \left[\frac{m_H^2 - m_i^2}{m_H} \right]^3 (m_H^2 + m_i^2) \left(\sum_a U_{ia}^* U_{Ha} r_a \right)^2,$$

а для майорановских — формулами [43]:

$$\Gamma_{(\eta_H = \eta_i)}^M \approx \frac{9\alpha}{2^{10}} \frac{G_F^2}{\pi^4} \left[\frac{m_H^2 - m_i^2}{m_H} \right]^3 (m_H - m_i)^2 \left(\sum_a U_{ia} U_{Ha} r_a \right)^2;$$

$$\Gamma_{(\eta_H = -\eta_i)}^M \approx \frac{9\alpha}{2^{10}} \frac{G_F^2}{\pi^4} \left[\frac{m_H^2 - m_i^2}{m_H} \right]^3 (m_H + m_i)^2 \left(\sum_a U_{ia} U_{Ha} r_a \right)^2,$$

где m_H, m_i — массы начального и конечного нейтрино; $r_a = \left(\frac{m_{la}}{M_W}\right)$; m_{la} — масса лептона поколения «a»; η_H, η_i — C-число начального и конечного майорановского нейтрино соответственно.

Согласно этим формулам, для разумных значений нейтринных масс соответствующее время жизни оказывается больше возраста Вселенной, что используется при построении различных астрофизических гипотез развития Вселенной. Наряду с распадом $\nu_H \rightarrow \nu_i \gamma$ может существовать другой распад $\nu_H \rightarrow \nu_i \gamma \gamma$, который из-за дополнительной электромагнитной вершины должен быть подавлен на фактор α/π . Однако такая наивная оценка может оказаться ошибочной в интересующей нас области значений масс начальных нейтрино. В СМ лептонный ГИМ-механизм [44] подавляет амплитуду распада $\nu_H \rightarrow \nu_i \gamma$ на множитель

$$\sum_a U_{ia}^* U_{Ha} \left(\frac{m_{la}}{M_W}\right)^2.$$

Для известных нам значений масс лептонов множитель $\left(\frac{m_{la}}{M_W}\right)^2 \ll 1$. Оказалось, что для распада $\nu_H \rightarrow \nu_i \gamma \gamma$ вместо множителя $\left(\frac{m_{la}}{M_W}\right)^2$ входит отношение лептонных масс. Этот эффект может скомпенсировать дополнительный множитель α/π так, что $\Gamma(\nu_H \rightarrow \nu_i \gamma \gamma)$ может оказаться больше $\Gamma(\nu_H \rightarrow \nu_i \gamma)$. График отношения $\Gamma(\nu_H \rightarrow \nu_i \gamma \gamma)/\Gamma(\nu_H \rightarrow \nu_i \gamma)$ приведен на рис. 17 (взят из работы [41]).

Для $m_{\nu_H} \sim 50$ эВ/ c^2 двухфотонный канал распада пренебрежимо мал по сравнению с однофотонным, для $m_{\nu_H} \simeq 2m_e$ двухфотонный канал доминирует над однофотонным. Например, для $m_{\nu_H} \simeq 1$ МэВ/ c^2 $\Gamma(\nu_H \rightarrow \nu_i \gamma \gamma) \sim (2 \cdot 10^3 \text{ лет})^{-1}$, в то время как $\Gamma(\nu_H \rightarrow \nu_i \gamma)$ на три порядка меньше. Для $m_{\nu_H} > 2m_e$ канал распада $\nu_H \rightarrow \nu + e^+ + e^-$ доминирует над радиационным (одно- или двухфотонным) [9]. Надо заметить, что все вышеприведенные оценки могут сильно измениться, если принять во внимание эффект смешивания. Распад $\nu_H \rightarrow \nu_i + 2\gamma$ (индексы H и i относятся к семействам лептонов) контролируется связью наиболее легкого лептона, в то время как $\nu_H \rightarrow \nu_i + \gamma$ контролируется связью наиболее тяжелого лептона. Если ν_H и ν_i не сильно связаны с τ -лептоном, то двухфотонный распад становится более важным для $m_{\nu_H} < 0,2$ МэВ/ c^2 [40].

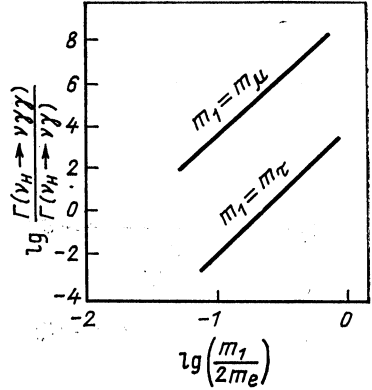


Рис. 17. Отношение ширин распадов как функция массы m_1 для дираковского нейтрино ($m_\nu = 0$) [41]

Если $m_{\nu_H} > 2m_e + m_{\nu_i}$, то доминирующим становится распад $\nu_H \rightarrow \nu_i + e^+ + e^-$ (рис. 18). Однако если по каким-либо причинам матричные элементы $U_{l\nu_H}$ или (и) $U_{l\nu_i} = 0$, то процесс распада по этой схеме не пойдет и доминирующими снова станут радиационные распады.

б) Полулептонные распады $\nu_H \rightarrow l-\pi^+$.

В области масс $160 < m_{\nu_H} < 490 \text{ МэВ}/c^2$ преобладающим должен быть распад $\nu_H \rightarrow e^-\pi^+$, которому соответствует диаграмма на рис. 19. Ширина распада

$$\Gamma(\nu_H \rightarrow e^-\pi^+) \approx 67,1 \left[1 - \left(\frac{m_\pi}{m_{\nu_H}} \right)^2 \right]^2 m_{\nu_H}^3 |U_{lH}|^2.$$

Зависимость времени жизни ν_H от m_{ν_H} для различных каналов распада показана на рис. 20 [45].

В экспериментах по поиску распадов тяжелых нейтрино следует иметь в виду, что ν_H могут распадаться, прежде чем достигнут детек-

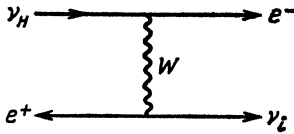


Рис. 18. Схема распада $\nu_H \rightarrow \nu_i + e^+ + e^-$

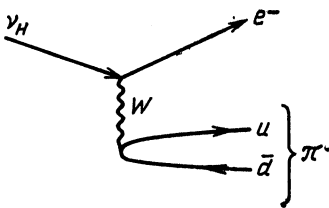


Рис. 19. Диаграмма процесса $\nu_H \rightarrow e^-\pi^+$

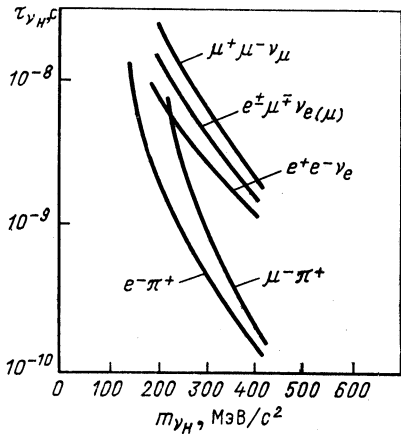


Рис. 20. Времена жизни ν_H для различных каналов распада [45]

тора. При значительном расстоянии до детектора это может наложить ограничения на чувствительность эксперимента (для больших смешиваний) со стороны малых масс.

Топология для распадов $\nu_H \rightarrow e^+e^-\nu_e$ имеет форму двух ливней, возникающих в области распада ν_H под малыми углами по отношению к направлению ν_H ; для распадов $\nu_H \rightarrow e\nu$ топология имеет одну такую ливень и след мюона; для процессов ГНР $\nu_\mu N \rightarrow \nu_H X_1$ с последующим распадом $\nu_H \rightarrow \mu X_2$ содержит два ливня, разделенных промежутком между точкой возникновения первого ливня X_1 и точкой возникновения второго — после распада ν_H , в котором, кроме

ливня, возникает след μ -мезона; для распадов $\nu_H \rightarrow e^- \pi^+$ топология имеет ливень и след π^+ -мезона с последующим его распадом.

Тяжелые нейтрино ν_H , как мы уже отмечали выше, могут возникать от распадов π - или K -мезонов. Общая теория слабых лептонных и полулептонных распадов, включающая возможности существования массивных нейтрино и смеси лептонов, дана в [46]. В случае π - или K -мезонных распадов граница исследуемой области зависит от параметров эксперимента следующим образом:

$$|U_{eH}U_{\nu H}| \geq f(m_{\nu H}) \left[\frac{E_p}{\ln E_p N_p L} \right]^{1/2}.$$

Видно, что чувствительность увеличивается с ростом N_p и L и падает с увеличением E_p . В результате УНК может дать лишь умеренное

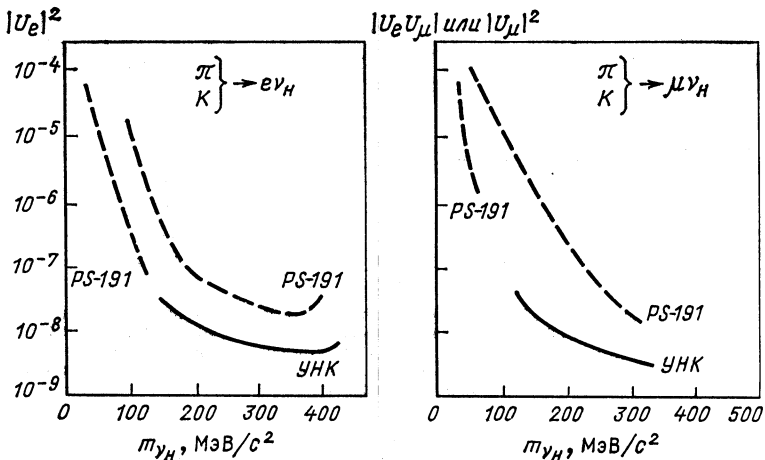


Рис. 21. Зависимость матричных элементов смешивания от значения массы тяжелых нейтрино $m_{\nu H}$. Пунктирной линией обозначены данные [47]

расширение области, например, так, как показано на рис. 21 (для $L \simeq 300$ м и 100 сут экспозиции).

Для сравнения на этом же рисунке пунктирной линией приведены ограничения на значения матричных элементов смешивания $|U_e|^2$ и $|U_e U_\mu|$ или $|U_\mu|^2$, полученные в одном из недавних экспериментов PS-191 [47]. Обзор данных по матричным элементам смешивания и ссылки на более ранние эксперименты по этой же теме приведены в [48]. В противоположность этому, для рождения ν_H в пучках ν_μ и ν_e происходит компенсация фактора E_p от рождения и распада ν_H и в результате получаем

$$|U_{eH}U_{\nu H}| \geq f(m_{\nu H}) \left[\frac{1}{\ln E_p N_p L} \right]^{1/2}.$$

Поэтому возможность иметь на УНК большие E_p , N_p и L может быть использована для существенного расширения исследуемой области, как это показано, например, на рис. 22 ($L/L_0 = 10$, $N_p/N_{p_0} = 10$, $E_p = 3$ ТэВ, $E_{p_0} = 400$ ГэВ).

Проблемы поиска тяжелых нейтрино подробно обсуждались на недавних рабочих совещаниях и конференциях [51—53]. Возмож-

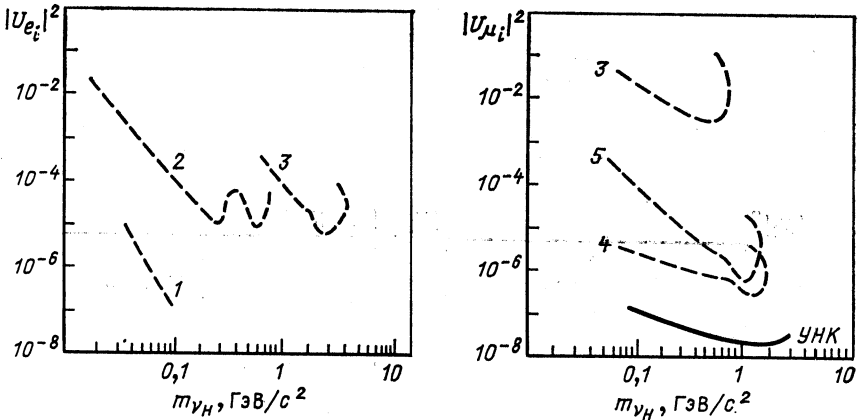


Рис. 22. Зависимость матричных элементов смешивания от значения массы тяжелого нейтрино m_{ν_H} :

1 — пределы, полученные SHARM-коллорацией [49], в предположении цепочки распадов: $F \rightarrow \tau \nu_H$, $\tau \rightarrow \nu_{\tau} X$; 2 — пределы, полученные SHARM-коллорацией [49] в широком нейтринном пучке; 3 — пределы, полученные SHARM-коллорацией [38]; 4 — в *beam-dump*-эксперименте (та же коллорация); 5 — пределы, полученные ВЕВС-коллорацией в *beam-dump*-эксперименте [50]

ность существования стабильного массивного нейтрино с исчезающе малым электрическим зарядом ($\ll 10^{-20}$) и эксперимент по его обнаружению обсуждались в [54].

Поиски тяжелых лептонов. В настоящее время нам известны три заряженных лептона — электрон, мюон и τ -мезон и два (из трех) соответствующие им нейтрино ν_e , ν_{μ} . До сих пор нет прямых доказательств существования третьего, τ -нейтрино. Лептоны и соответствующие им нейтрино образуют три поколения лептонов, универсальность взаимодействия которых была обсуждена нами ранее.

Нет никаких аргументов, запрещающих существование четвертого и, может быть, более высоких поколений заряженных лептонов. В принципе непрямые ограничения на число лептонных поколений можно получить из знания числа различных сортов нейтрино N_{ν} (нейтринный счет). Имеющиеся в настоящее время оценки числа N_{ν} близки к значениям 4 или 5: из теоретического анализа космологических данных $N_{\nu} < 4,0$ (возможно 5 или 6) [55]. Из теоретического анализа [56] мировых данных по физике элементарных частиц (ASP,

MAC, CELLO): $N_\nu < 4,9$ (90 % C.L.). Однако эти оценки еще недостаточно строги.

Гипотезе существования четвертого и более высоких поколений заряженных и нейтральных лептонов и их экспериментальному поиску посвящено большое число экспериментальных и теоретических работ.

В [57] рассматривалась модель смешивания нейтральных тяжелых лептонов N с обычными нейтрино в рамках заряженного и нейтрального токов.

В СМ заряженный и нейтральный токи имеют вид:

$$J_{CC}^\mu = \bar{\nu}_e \gamma^\mu e + \bar{\nu}_\mu \gamma^\mu \mu + \bar{\nu}_\tau \gamma^\mu \tau;$$

$$J_{NC}^\mu = \bar{\nu}_e \gamma^\mu \nu_e + \bar{\nu}_\mu \gamma^\mu \nu_\mu + \bar{\nu}_\tau \gamma^\mu \nu_\tau.$$

Простое обобщение этих токов можно получить, вводя следующую подстановку:

$$\nu_i \rightarrow N_i \approx \nu_i \left(1 - \sum_a \frac{|U_{ia}|^2}{2} \right) + \sum_a U_{ia} N_a.$$

Здесь сумма по индексу «а» означает сумму по тяжелым лептонам сорта «а». Теперь слабое собственное состояние есть состояние N_i ;

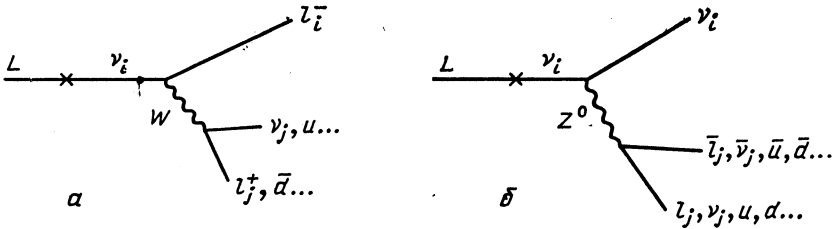


Рис. 23. Типичные схемы распада нейтрального тяжелого лептона по каналу заряженного тока (а) и по каналу нейтрального тока (б) [$l = (e, \mu, \tau)$]

массовые собственные состояния: ν_i — легкое и N_a — тяжелое. В модели [57] рассматривался простейший случай, когда одно легкое нейтрино смешивается с одним тяжелым лептоном. На рис. 23 рассмотрены типичные схемы распада тяжелых лептонов. Для значений масс тяжелых лептонов $1 \leq M_{N_i} \leq 2$ ГэВ/ c^2 можно ожидать распад типа адронных конечных состояний (по типу τ -распадов):

$$N \rightarrow l^- \pi^+;$$

$$\rightarrow l^- \pi^+ \pi^0;$$

$$\rightarrow l^- \pi^+ \pi^- \pi^+$$

и т. д.,

где l^- — любой отрицательно заряженный лептон. Для более тяжелых лептонов конечное состояние будет состоять из большого числа различных каналов и его будет труднее реконструировать.

Возможности поиска тяжелых лептонов в нейтринных пучках УНК весьма ограничены. Как мы уже говорили выше, их можно увидеть лишь во взаимодействии нейтрино с тяжелыми ядрами. Нейтральные лептоны могут быть образованы в этих реакциях через нейтральные токи и обнаружены либо вблизи точки рождения, либо после пролета некоторого расстояния по вторичным вершинам. Во всех случаях надо искать необычные распределения лептонов по энергиям. Тяжелые кварки b и c , рожденные в нейтринных пучках, также могут полулептонно распадаться через заряженный слабый ток на нейтральный тяжелый лептон. И в этом случае надо искать вторые вершины с целью обнаружения тяжелых лептонов с их необычным энергетическим балансом. Аналогичным образом тяжелые лептоны можно искать в распадах обычных или более тяжелых (дополнительных) W -, Z -бозонов, сигнатура распадов которых будет похожа на распады $W \rightarrow lv$ и $Z^0 \rightarrow \nu\nu$ с дополнительной вторичной вершиной. Эксперименты типа *beam-dump* или νN -рассеяния, в которых возникают все рассмотренные случаи проявления тяжелых лептонов, могут оказаться источниками тяжелых лептонов.

Большие затруднения при поиске тяжелых лептонов связаны с незнанием массы соответствующего тяжелого нейтрино, сопровождающего рождение или распад тяжелого лептона [58].

Наиболее простой способ обнаружения тяжелых лептонов L^{\pm} состоит в наблюдении их распадов, например:

$$\begin{aligned} L^0 &\rightarrow e^+e^-\nu_e, \quad e^+\mu^-\nu_e, \quad \mu^+e^-\nu_\mu, \quad \mu^+\mu^-\nu_\mu, \\ L^- &\rightarrow e^-X, \quad \mu^-X, \quad \mu^-e^+e^-, \quad \mu^-\mu^+\mu^- \end{aligned} \quad \text{и т. д.}$$

Полная ширина распада Γ последовательного заряженного лептона выражается формулой:

$$\Gamma = \frac{Q_F^2 m_L^5}{192\pi^3} \left[3 + 6 \left(1 + \frac{\alpha_s}{\pi} \right) \right],$$

где первый член в прямых скобках соответствует распадам $L \rightarrow \nu_L e \nu_e$, $\nu_L \mu \nu_\mu$, $\nu_L \tau \nu_\tau$, а второй — адронным распадам по схемам $L \rightarrow \nu_L (u\bar{d}, c\bar{s})$. Для $m_L = 40$ ГэВ/ c^2 из выражения для Γ следует значение $\tau_L \approx 10^{-19}$ с, которое ничтожно мало, чтобы привести к заметной длине трека [59]. Довольно сложный анализ случаев типа одна струя + недостающая энергия привел авторов UAI-коллаборации к заключению, что масса тяжелого лептона $m_L > 41$ ГэВ/ c^2 [60]. При этом фон от распадов t -кварка не включался. Включение этого фона привело бы к увеличению пределов на массу тяжелого лептона.

Исследования показывают, что с ростом массы тяжелого лептона растет доля топологических случаев — две струи + недостающая энергия [61]. При энергиях УНК сечение рождения тяжелых лептонов ожидается растущим как для нейтринных взаимодействий, так и для адронных, в которых тяжелые лептоны могут проявиться

при распадах K -мезонов:

$$p + A \rightarrow K^+ + X, \quad K^+ \rightarrow e^+ L^0$$

или при распадах очарованных частиц:

$$D \rightarrow eL, \mu L \dots$$

Увеличивая статистику одно- и двухструйных событий с недостающей энергией, можно надеяться в 2—3 раза увеличить предел на значение массы тяжелых лептонов. Что касается фона, возникающего от распада очарованных и других тяжелых кварков, то знание энергии нейтрино в пучках узкого спектра и особенно меченых нейтрино позволит существенно улучшить его подавление (до уровня 10^{-2} — 10^{-4}), поскольку эти процессы связаны с адронной, а не лептонной вершиной и для них характерна относительно малая недостающая энергия.

Хиггсовские бозоны. В рассматриваемой нами минимальной СМ с одним хиггсовским дублетом имеется один нейтральный хиггсовский мезон H^0 с хорошо определенной юкавской константой связи * с кварками

$$g_{Hq\bar{q}} = \frac{em_f}{2(1-R^{1/2})M_W} = \frac{gm_f}{2M_W};$$

с W -бозонами

$$g_{HWW} = \frac{eM_W}{(1-R^{1/2})} = gM_W;$$

с Z -бозонами

$$g_{HZZ} = \frac{eM_Z}{2(1-R)^{1/2}} = \frac{gM_Z}{2},$$

где g связана с константой Ферми G_F соотношением $g^2/8M_W^2 = G_F/2$. Можно увидеть, что константа связи растет с ростом массы взаимодействующих с хиггсовским полем частиц, что ведет к более предпочтительному распаду хиггсовского бозона на более тяжелые частицы.

Ниже WW -порога, но выше порога рождения $c\bar{c}$ -пар ширина распада H^0 -бозона на кварковые и лептонные пары равны [62]:

$$\Gamma(H^0 \rightarrow f\bar{f}) = \frac{G_F m_f^2 m_H}{4\sqrt{2}} \beta_f^2 \xi,$$

где $\xi = 3$ для кварков и $\xi = 1$ для лептонов, а β_f — скорость кварка или лептона f в системе покоя H^0 -бозона. Таким образом, отношение

$$\frac{\Gamma(H^0 \rightarrow ee)}{\Gamma(H^0 \rightarrow \mu\mu)} = \frac{m_e^2}{m_\mu^2},$$

$$\frac{\Gamma(H^0 \rightarrow ee)}{\Gamma(H^0 \rightarrow cc)} = \frac{m_e^2}{3m_c^2}.$$

* См.: П. С. Исаев, В. А. Царев//ЭЧАЯ. 1989. Т. 20. Вып. 5, с. 997—1099, формула (4).

Если масса H^0 лежит в интервале $11 \text{ ГэВ}/c^2 < M_{H^0} < 2m_b$, то отношение вероятностей распадов будет удовлетворять соотношению

$$\text{BR}(H \rightarrow e^+e^- : \mu^+\mu^- : \tau^+\tau^- : c\bar{c} : b\bar{b}) = 1 : \frac{m_\mu^2}{m_e^2} : \frac{m_\tau^2}{m_e^2} : \frac{3m_c^2}{m_e^2} : \frac{3m_b^2}{m_e^2}.$$

Оценку на массу хиггсовского бозона можно получить из радиационных поправок, рассчитанных в рамках СМ. Они зависят также от массы t -кварка. Для значений $m_t = 45 \text{ ГэВ}/c^2$, из анализа экспериментальных данных найдено значение $m_{H^0} \geq 100 \text{ ГэВ}/c^2$ [63]*.

Оценки возможностей обнаружения хиггсовских бозонов в распадах $\eta' \rightarrow \eta + H$, $\psi' \rightarrow J/\psi + H$ приводят к заключению, что современные экспериментальные данные недостаточно чувствительны, чтобы надеяться на положительные результаты. Что же касается поисков хиггсовских бозонов в изменяющих аромат нейтральных токах, то ряд теоретических расчетов процессов $s \rightarrow d + H$, $b \rightarrow s + H$ не согласуется друг с другом и необходимы более точные расчеты [59]. Однако и в этом случае доли распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ H$, $B \rightarrow K + H$, по-видимому, будут ниже чувствительности современных экспериментов.

Поиски нейтральных бозонов H^0 в распадах B -мезонов ($B \rightarrow H^0 K$, $H^0 K^*$) привели к выводу о том, что значения масс (для $m_t > > 47 \text{ ГэВ}/c^2$)

$$0,3 < m_{H^0} < 3,0 \text{ ГэВ}/c^2 \quad \text{и} \quad 3,2 < m_{H^0} < 3,6 \text{ ГэВ}/c^2$$

[64, 65] исключаются.

В СМ масса хиггсовского бозона не определена; ее границы, полученные в рамках теории возмущений, весьма широки [66]:

$$5 \text{ ГэВ}/c^2 \lesssim m_H \lesssim 1 \text{ ТэВ}/c^2.$$

Минимальное суперсимметричное расширение СМ, основанное на $N = 1$ супергравитационной теории, налагает строгую верхнюю границу на массу легкого нейтрального хиггсовского бозона — она оказывается меньше массы Z -бозона [67]. Ограничения на массы заряженных хиггсовских бозонов и их константы связи получены в моделях с двумя хиггсовскими дублетами [68]. Для анализа процессов $B^0 - \bar{B}^0$ -смешивания авторы выбрали следующий лагранжиан взаимодействия заряженных бозонов с кварками:

$$L_{\text{int}} = \frac{g}{2\sqrt{2}M_W} \chi^+ \bar{u} \left[\frac{\xi}{\eta} M_u K (1 - \gamma_5) + \frac{\eta}{\xi} K M_d (1 + \gamma_5) \right] d_x$$

где χ^+ , \bar{u} , d — волновые функции хиггсовского бозона u - и d -кварков соответственно; K — матрицы Кобаяши — Маскава; M_u и M_d — диагональные массовые матрицы для заряженных кварков u и d с зарядами $+2/3$ и $-1/3$ соответственно, а ξ и η — вакуумные ожи-

* См. также табл. 6, 7 и рис. 14 из обзора П. С. Исаева, В. А. Царева//ЭЧАЯ. 1989. Т. 20. Вып. 5, С. 997—1099.

дания для несмешанных хиггсовских полей, связанных с кварками с зарядами $+2/3$ и $-1/3$ соответственно. Примеры диаграмм типа «ящик», дающих вклад в $B^0 - \bar{B}^0$ -смешивание, приведены на рис. 24. Из лагранжиана L_{int} следует, что взаимодействие хиггсовских бозонов с кварками пропорционально (или обратно пропорционально) множителю ξ/η . Авторы работы [68] получили явную зависимость

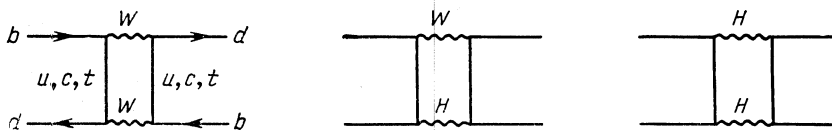


Рис. 24. Диаграммы типа «ящик», дающие вклад в $B^0 - \bar{B}^0$ -смешивание в модели с двумя хиггсовскими дублетами. H — заряженный хиггсовский бозон

параметра ξ/η от отношения масс m_H/m_t хиггсовского бозона H и t -кварка. «Пессимистическая» (верхняя кривая) и «оптимистическая» (нижняя кривая) зависимости параметра ξ/η от m_H/m_t приведены на рис. 25. Отношение ξ/η может быть определено независимо путем из других явлений (например, из $K_S - K_L$ -разности масс). Если отношение ξ/η может быть определено независимым путем, то значения масс m_H и m_t будут определяться в пределах, обозначенных на рис. 25. Имеющиеся сейчас ограничения на значения параметра ξ/η лежат в пределах 5—10 единиц, что ведет к возможным значениям $m_H \lesssim 0,5 \text{ ТэВ}/c^2$.

В суперсимметричной версии расширения СМ присутствует по меньшей мере два хиггсовских дублета, в состав которых входят три нейтральных и два заряженных мезона (H_W^+ и H_W^-) (см. табл. 2). Заряженные бозоны могут рождаться в реакции $e^+e^- \rightarrow H^+H^-$. Их предпочтительные схемы распада имеют вид: $H^\pm \rightarrow \tau\nu_\tau, cs$ или cb . Последние данные, полученные коллаборациями CELLO [69] и JADE [70], исключают значения масс заряженных хиггсовских бозонов в области от 3,5 до 19 $\text{ГэВ}/c^2$ (независимо от схем распада).

Для больших значений масс нейтральных хиггсовских бозонов можно было бы рассматривать такие схемы распада, как $H^0 \rightarrow W^+W^-$, $H^0 \rightarrow Z^0Z^0$. Однако сечение рождения тяжелых хиггсовских бозонов даже в $p\bar{p}$ -соударениях оказывается очень малым: [71].

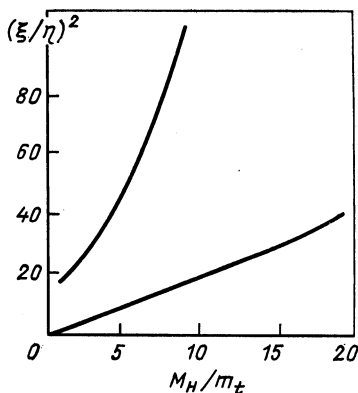


Рис. 25. Области изменения параметра $(\xi/\eta)^2$ как функция отношения масс M_H/m_t :

верхняя кривая — «пессимистическая» оценка зависимости, нижняя кривая — «оптимистическая» оценка [68]

Доля распадов $H^0 \rightarrow W^+W^-$ оценивается $\leq 2 \cdot 10^{-5}$. Поэтому ни на ныне существующем коллайдере ЦЕРН, ни на будущем (ACOL) нельзя ожидать надежной статистики, при которой можно было бы надеяться обнаружить H^0 -бозон по распадам на W^+W^- или ZZ [59].

Поиск тяжелых заряженных и нейтральных хиггсовских бозонов в нейтринном пучке УНК также малоперспективен. Возможные схемы рождения H^0 -бозонов приведены на рис. 12 и 13, б. Сечения рождения бозонов по этим схемам будут на множитель $(g/M_W)^2 \sim G_F$ меньше сечения глубокоэластичного рассеяния.

Мультилептонные события. В течение ряда лет экспериментальный, «хорошо» установленный факт рождения дилептонов одинакового знака в нейтринных взаимодействиях (на уровне 10^{-3} от рождения одиночных мюонов) не находил объяснения в рамках СМ. Нельзя объяснить этот факт вкладом парного рождения $c\bar{c}$ через глюон или фотон. В этом случае в конечном состоянии может быть три мюона, один из которых, допустим, не регистрируется детектором. Тогда число мюонных пар одинакового знака оказывается существенно меньше обнаруженного числа пар на эксперименте [72]:

$$\frac{\sigma_\nu(\mu^-\mu^-)}{\sigma_\nu(\mu^-)} \sim 5 \cdot 10^{-5};$$

$$\frac{\sigma_\nu(\mu^+\mu^+)}{\sigma_\nu(\mu^+)} \sim 2,4 \cdot 10^{-5}.$$

Не удастся объяснить эффект и рождением более тяжелых кварков. Так, каскад

$$\bar{\nu}_\mu + u \rightarrow \mu^+ + b$$

$$\quad \quad \quad \downarrow \rightarrow c + X$$

$$\quad \quad \quad \downarrow \rightarrow s + \mu^+ + \nu_\mu$$

дает около 10 % полного числа $\mu^+\mu^+$ -пар. Недавние измерения с помощью детектора CCFR на Тэватроне (FNAL) при энергии 800 ГэВ, по-видимому, устранили эту трудность [73]. Этот эксперимент проводился в новой энергетической области выше 300 ГэВ. Отбирались случаи с димюонами одинакового знака с импульсом больше 9 ГэВ/с. В нейтринном пучке отобрано $102 \pm 11,3$ кандидата (в том числе фон $89 \pm 12,0$ случаев), а в антинейтринном пучке найдено $15 \pm 3,9$ кандидата (в том числе фон составляет $9,9 \pm 1,5$ случаев). Таким образом, эффект рождения димюонов одинакового знака можно объяснить фоном.

Рождение дилептонов разных знаков хорошо объясняется через рождение и распад чарма:

$$\nu_\mu N \rightarrow \mu^- + c + X$$

$$\quad \quad \quad \downarrow \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + X'.$$

Другие механизмы, связанные с лептонной вершиной (например, рождение тяжелого лептона L с последующим распадом $L \rightarrow \mu^+ \mu^- \nu_\mu$), не в состоянии объяснить наблюдаемые угловые и энергетические распределения мюонов, в частности, наличие лидирующего μ -мезона.

На эксперименте были обнаружены и более сложные события, содержащие три и четыре мюона в конечном состоянии. Как показали исследования [74], для объяснения этих событий можно избежать предложенных в ряде работ экзотических схем с хиггсовскими мезонами, b - и t -кварками или тяжелыми лептонами и описать эти процессы с помощью радиационных ($\simeq 1/3$) и адронных ($\simeq 2/3$) механизмов рождения с $\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и $\gamma, g \rightarrow c\bar{c}$ вершинами. Экспериментально найдено $\sigma(3\mu)/\sigma(\mu) \simeq 3 \cdot 10^{-5}$ и $\sigma(4\mu)/\sigma(\mu) \sim 10^{-6}$.

Большой интерес представляет изучение когерентного нейтрино-рождения лептонных пар в кулоновском поле ядра $\nu A \rightarrow \nu e^+ e^- A$, рассмотренного нами в первой части обзора. Этот процесс является одним из (немногих) источников информации об интерференции нейтральных и заряженных токов, однако экспериментальное выделение когерентных событий в этой реакции затруднено и в настоящее время отсутствуют достаточно надежные данные [76].

Изучение многолептонных событий, и прежде всего лептонных пар одного знака, является одной из интересных задач, в решении которой эксперименты на УНК могли бы сыграть существенную роль. Задача эта достаточно сложная уже потому, что сигнал составляет $\ll 10^{-3}$ полного сечения, так что для получения $\simeq 10^3$ пар одного знака необходимо иметь $\simeq 10^6$ событий заряженного тока. Однако, как уже отмечалось во введении, достижение такой статистики на УНК не представляет проблемы. Для выяснения природы явлений необходимо детальное измерение зависимости от x, y, \sqrt{s} и p_T — для второго лептона по отношению к рожденным адронам, тщательная проверка универсальности рождения различных пар ($\mu^+ \mu^+, \mu^- \mu^-, e^\pm e^\pm, e^\pm \mu^\pm$). Очень желательно видеть вершину (имеет ли место рождение какой-либо долгоживущей частицы) и изучать адронное сопровождение пар.

Дополнительные калибровочные бозоны. Энергия нейтринных пучков УНК, даже при взаимодействии с тяжелыми ядрами, вероятнее всего ниже порога прямого рождения дополнительных калибровочных бозонов (если их массы ≥ 500 ГэВ/ c^2). Здесь мы обсудим ряд косвенных эффектов проявления этих бозонов.

Имеется ряд возможностей введения дополнительных калибровочных бозонов. Кратко остановимся на некоторых из них. Первая — расширение СМ за счет правых токов — калибровочная группа расширяется до $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)$ [76]. В этом случае к известным W^\pm, Z^0 -бозонам добавляются еще два заряженных W'_R^\pm и один нейтральный Z'^0 -бозоны. Если предположить, что их константы связи с лептонами такие же, как у обычных W, Z -бозонов, то можно получить ограничения на значения масс заряженных дополнитель-

ных калибровочных бозонов, например, из распада μ -мезонов [77]. Вводятся физические W_1 - и W_2 -бозоны по стандартной схеме смешивания:

$$W_1 = W_L \cos \xi - W_R \sin \xi;$$

$$W_2 = W_L \sin \xi + W_R \cos \xi.$$

Затем рассчитывается распад μ -мезона с учетом вкладов левых и правых токов.

В работе [78] измерялся спектр позитронов в распаде поляризованных μ^+ -мезонов. Из сравнения экспериментальных данных с теоретически рассчитанной формой спектра получены следующие ограничения: для бесконечно тяжелого W_R -бозона угол смешивания $|\xi| < 0,045$, для любого угла смешивания ξ значение $M_{W_R} > 380$ ГэВ/ c^2 , для нулевого угла смешивания $M_{W_R} > 450$ ГэВ/ c^2 (вкладом возможного правого нейтрино пренебрегали). Ряд схем включения дополнительных калибровочных бозонов рассмотрен в [79]: а) правые W_R -бозоны; б) дополнительные Z -бозоны в $SO(10)$ -симметрии (обозначаемые Z_χ); в) третий Z -бозон в E_6 -симметрии (обозначаемый Z_ψ); г) нейтральные бозоны с янг-миллсовскими связями. В работе [80] рассмотрен специальный случай введения нейтрального бозона в нейтральные токи, диагональные по аромату. Рассматривался: 1) случай включения хиггсовских бозонов (все хиггсовские поля с ненулевым вакуумным ожиданием либо дублеты, либо синглеты относительно слабой $SU(2)$ -группы); 2) случай без каких-либо предположений относительно хиггсовского сектора теории. Полный анализ экспериментальных данных по слабым нейтральным токам [63] включал поиск возможных проявлений дополнительных нейтральных бозонов. На уровне 90 % С.Л. получены следующие нижние границы на массы Z -бозонов: $M_{Z_R} > 325$ и 343 ГэВ/ c^2 , $M_{Z_\chi} > 273$ и 249 ГэВ/ c^2 , $M_{Z_\psi} > 154$ и 151 ГэВ/ c^2 соответственно для упомянутых выше случаев 1) и 2) *. На УНК эти границы могут быть отодвинуты до 400—500 ГэВ/ c^2 .

В [81] рассчитан вклад дополнительного Z' -бозона в упругое νp -рассеяние, в когерентное нейтринное рождение π^0 -мезонов на ядрах и некоторые дифракционные процессы в рамках суперструнной E_6 -модели. По мнению авторов, относительный вклад может достигать заметной величины и не зависит от энергии нейтринных пучков. Чтобы извлечь сведения о вкладе дополнительного Z' -бозона, сечения рассмотренных процессов в нейтринных пучках УНК должны быть измерены с высокой точностью (1—3 %).

В заключение приведем оценки возможностей рождения дополнительных бозонов на pp - или $p\bar{p}$ -коллайдерах [82]. В качестве критерия открытия было наложено требование рождения 1000 калибровочных

* Эти ограничения на массы калибровочных бозонов, вытекающие из радиационных поправок, обсуждались нами также в первой части обзора.

бозонов в интервале быстрот $|y| < 1,5$. Для $p\bar{p}$ -коллайдера с энергией 40 ТэВ в с. ц. м. нужны интегральные светимости 10^{38} , 10^{39} и 10^{40} см⁻² для обнаружения тяжелых W -бозонов с массами 2,4; 4,7 и 8,0 ТэВ/ c^2 соответственно. Для тех же светимостей максимальные массы дополнительных Z' -бозонов принимают значения 1,9; 3,8 и 7,1 ТэВ/ c^2 соответственно.

Поиски суперсимметричных частиц. Самый прямой путь проверки суперсимметрии есть наблюдение рождения и распада суперсимметричных частиц. Реакции, в которых они могут быть рождены в нейтринных пучках УНК, представлены на диаграммах рис. 12—15. Возможны и другие реакции, кроме изображенных на этих диаграммах. Мы не будем приводить их полного перечня, понимая весьма ограниченные возможности наблюдения случаев рождения этих частиц в нейтринных пучках УНК (только во взаимодействиях с тяжелыми ядрами). Как следует из гипотезы сохранения R -четности (см. выше), в конечном состоянии обязательно должно присутствовать четное число суперсимметричных частиц (2; 4 и более). Они могут распадаться, порождая струи и новые суперсимметричные частицы. Если распад этих частиц идет до конца, то в конечном счете должна остаться НСЧ, которая будет уносить с собой часть энергии и импульса. Таким образом, универсальная топология событий с рождением (и последующим распадом) суперсимметричных частиц — это события со струями и недостающими энергией и импульсом.

Отметим некоторые качественные особенности поисков суперсимметричных частиц. Схема прямого рождения пары $\tilde{Z}^0\tilde{W}$ в нейтринном пучке УНК представлена на рис. 13, а (на УНК не будет наблюдаться). Если $M_{\tilde{l}} < M_{\tilde{W}^\pm, \tilde{Z}}$, то можно ожидать распады типа:

$$\tilde{W}^\pm \rightarrow \tilde{l}^\pm \nu, \tilde{q}q, \tilde{q}\bar{q} \text{ и т.д.};$$

$$\tilde{Z} \rightarrow \tilde{l}l, \tilde{\nu}\nu, \tilde{q}\bar{q} \text{ и т.д.}$$

Все они — случаи распадов с недостающей энергией и наличием одной, двух, трех или даже четырех струй. Поиски $\tilde{\nu}$ (а также \tilde{e} , \tilde{q} и \tilde{g}) велись в ЦЕРН на ускорителе встречных $p\bar{p}$ -пучков [83].

Прямое рождение суперсимметричных лептонов в нейтринном пучке УНК возможно на тяжелых ядрах, если массы суперсимметричных лептонов окажутся меньше 250 ГэВ/ c^2 . Трудно дать оценку сечения их рождения, но оно, как это следует из соображений масштабной инвариантности, будет меньше сечения глубоконеупругого рассеяния по меньшей мере на множитель $(M_W/M_q)^2$.

Распад $\tilde{\nu} \rightarrow \nu\tilde{\nu}$ — ненаблюдаемый, ведет к событиям с недостающими энергией и импульсом. Распад $\tilde{l}^\pm \rightarrow l^\pm\tilde{\nu}$ ожидается как основной.

Схемы прямого рождения суперсимметричных кварков, фотино и глюино в нейтринных пучках УНК, если массы суперсимметричных частиц окажутся меньше $250 \text{ ГэВ}/c^2$, представлены на диаграммах (см. рис. 13, б и 15). Поиск этих частиц включает большое разнообразие схем анализа. Если $M_{\tilde{q}} > M_{\tilde{g}}$, то преобладающим ожидается распад $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{g}$. Если масса \tilde{q} больше массы \tilde{W} или \tilde{Z} , то возможны распады $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{W}$, $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{Z}$. Кроме того, возможны распады $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\gamma}$. Если $M_{\tilde{q}} < M_{\tilde{g}}$, то в качестве преобладающего можно ожидать распад $\tilde{g} \rightarrow q\tilde{q}\tilde{\gamma}$. При $M_{\tilde{\gamma}} > M_H$ возможен распад $\tilde{\gamma} \rightarrow \gamma\tilde{H}$.

Очевидно, что все эти и другие возможные схемы распада должны включаться в программу анализа событий с целью поиска суперсимметричных частиц. Поиски суперсимметричных лептонов, кварков, фотино и глюино проводились в ЦЕРН коллаборациями UA2 [83] и UA1 [84].

Поиски суперсимметричных частиц проводились также на детекторах ASP [85], MAC [86] и MARK II [87] на e^+e^- -коллайдере PEP (SLAC) и коллаборациями CELLO [32], JADE [88], MARKJ [89] и TASSO [90] на e^+e^- -коллайдере PETRA.

Осцилляции и массы нейтрино. Одним из наиболее интересных явлений, возникающих при наличии смешивания, являются осцилляции нейтрино, т. е. процесс периодического (полного или частичного) превращения нейтрино одного типа в другой [91—93]. Осцилляции являются наиболее чувствительным способом определения возможных малых масс и углов смешивания нейтрино. Существующие эксперименты дают следующие ограничения на m_ν . Из β -распада трития получено: $m_{\nu_e} = 26 \pm 6 \text{ эВ}/c^2$ (ИТЭФ), $m_{\nu_e} < 27 \text{ эВ}/c^2$ (LANL, 1987), $m_{\nu_e} < 28 \text{ эВ}/c^2$ (INS, 1988), $m_{\nu_e} < 18 \text{ эВ}/c^2$ (SIN, 1986); для ν_μ и ν_τ : $m_{\nu_\mu} < 285 \text{ кэВ}/c^2$, $m_{\nu_\tau} < 35 \text{ МэВ}/c^2$ (все 95 % С.Л.) [94]. Двойной β -распад дает $m_{\nu_e} < 1 \div 2 \text{ эВ}/c^2$, однако результаты модельно зависимы. Расплывание нейтринного импульса от недавнего взрыва сверхновой SN 1987A можно интерпретировать как указание на $m_{\nu_e} \sim 10 \div 15 \text{ эВ}/c^2$ [94]. Астрофизические оценки ограничивают сумму масс всех сортов нейтрино значением $50\text{—}100 \text{ эВ}/c^2$. Но космологическое рассмотрение не исключает очень тяжелые нейтрино с массами больше нескольких гигаэлектрон-вольт. Наконец, существующие данные по поиску осцилляций исключают область $\Delta m_{ij}^2 = |m_i^2 - m_j^2|$ и $\sin^2 2\theta_{ij}$, показанную на рис. 26.

Как уже говорилось, в настоящее время не существует достаточно надежных теоретических предсказаний относительно величин m_{ν_i} и θ_{ij} . Это означает, что поиски возможных проявлений массивности и смешивания нейтрино следует проводить во всей доступной для измерения области этих параметров. Тем не менее целесообразно иметь в виду предсказания некоторых популярных моделей. Так,

в различных сценариях Великого объединения предсказывается иерархия масс нейтрино. Малые массы нейтрино обеспечиваются за счет *see — saw*-механизма [33] без введения какого-либо нового малого масштаба масс. Предполагается, что в результате нарушения симметрии правые нейтрино приобретают майорановские массы порядка масштаба Великого объединения, тогда как дираковские мас-

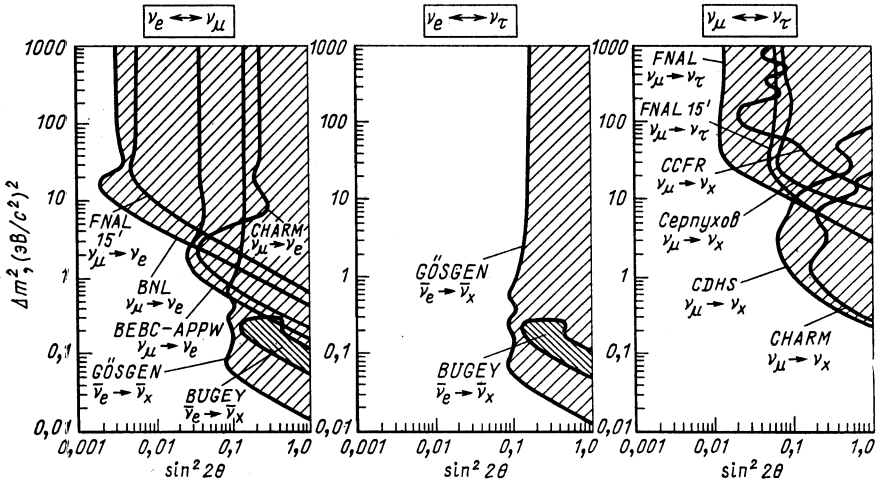


Рис. 26. Область значений Δm^2 и $\sin^2 2\theta$, исключенная современными экспериментальными данными (заштрихована)

совые члены получают обычный масштаб масс кварков и лептонов. В результате для массовых собственных состояний нейтрино ν_i (при малых углах смешивания $\nu_1 \simeq \nu_e, \nu_2 \simeq \nu_\mu, \nu_3 \simeq \nu_\tau$) возникает «прямая (линейная или квадратичная) горизонтальная иерархия» масс:

$$m_{\nu_1} : m_{\nu_2} : m_{\nu_3} \sim m_e : m_\mu : m_\tau \sim \sim 10^{-3} : 10^{-1} : 1 \text{ (или } \sim m_e^2 : m_\mu^2 : m_\tau^2 \text{)}. \quad (1)$$

Другая интересная возможность связана с идеей локальной киральной симметрии $SU(3)_H$ [95, 96], при которой семейства $(u, d, e, \nu_e), (c, s, \mu, \nu_\mu), (t, b, \tau, \nu_\tau)$ объединяются таким образом, что левые компоненты кварков и лептонов попадают в триплеты, а правые — в антитриплеты $SU(3)_H$. Следствием этого является «обратная горизонтальная иерархия»:

$$m_{\nu_1} : m_{\nu_2} : m_{\nu_3} \sim m_e^{-1} : m_\mu^{-1} : m_\tau^{-1} \sim 1 : 10^{-2} : 10^{-3}. \quad (2)$$

Как замечено в [97], большая масса ν_e совместима с космологическими ограничениями на массы ν только при обратной иерархии. Абсолютная шкала масс в таких моделях не определена. Если принять

условно для массы наиболее тяжелого нейтрино ~ 1 эВ, то из соотношений (1), (2) получим:

$$m_{\nu_e} \sim 10^{-3} \text{ эВ}/c^2; m_{\nu_\mu} \sim 10^{-1} \text{ эВ}/c^2; m_{\nu_\tau} \sim 1 \text{ эВ}/c^2 \text{ (прямая иерархия);}$$

$$\Delta m_{13}^2 \sim \Delta m_{23}^2 \sim 1 \text{ эВ}^2/c^4; \Delta m_{12}^2 \sim 10^{-2} \text{ эВ}^2/c^4;$$

$$m_{\nu_e} \sim 1 \text{ эВ}/c^2; m_{\nu_\mu} \sim 10^{-2} \text{ эВ}/c^2;$$

$$m_{\nu_\tau} \sim 10^{-3} \text{ эВ}/c^2 \text{ (обратная иерархия);}$$

$$\Delta m_{12}^2 \sim \Delta m_{13}^2 \sim 1 \text{ эВ}^2/c^4; \Delta m_{23}^2 \sim 10^{-4} \text{ эВ}^2/c^4.$$

Другая возможность — предположить, что проблема солнечных нейтрино решается за счет механизма Михеева — Смирнова — Вольфенштейна [98, 99]. Тогда $\Delta m_{12}^2 \sim 10^{-7} \div 10^{-4} \text{ эВ}^2/c^4$, откуда $\Delta m_{13}^2 \sim \Delta m_{23}^2 \sim 10^{-5} \div 10^{-2} \text{ эВ}^2/c^4$ для прямой иерархии и $\Delta m_{13}^2 \sim \Delta m_{12}^2$; $\Delta m_{23}^2 \sim 10^{-11} \div 10^{-8} \text{ эВ}^2/c^4$ для обратной иерархии.

Что касается углов смешивания нейтрино, то можно ожидать, что они не очень отличаются от углов смешивания кварков. В различных схемах они типично имеют порядок, определяемый отношением масс соответствующих кварков или лептонов:

$$\sin \theta_{i'l'} \sim \sqrt{m_l/m_{l'}}.$$

Отсюда следует

$$\sin^2 \theta_{e\mu} \sim 10^{-2}, \sin^2 \theta_{e\tau} \sim 10^{-3}, \sin^2 \theta_{\mu\tau} \sim 10^{-1}. \quad (3)$$

Используя эти значения, можно оценить ожидаемые амплитуды и длины осцилляций в вакууме [97]:

$$P_{ab} = P_{ab}^0 \sin^2(\pi L/L_{ab}); P_{ab}^0 = \sin^2 2\theta_{ab}; \quad (4)$$

$$L_{ab} = 4\pi E_\nu / \Delta m_{ab}^2 \simeq 2,5 E_\nu / \Delta m_{ab}^2,$$

где E_ν измеряется в ГэВ, Δm_{ab} — в эВ/ c^2 , L — в км. Из (4) следует, что

$$P_{\mu\tau}^0 \sim 10^{-1}, P_{e\mu}^0 \sim 10^{-2}, P_{e\tau}^0 \sim 10^{-3}.$$

Полагая опять, что масса наиболее тяжелого нейтрино ~ 1 эВ/ c^2 , и учитывая, что интервал энергий на УНК составляет $E_\nu \sim 10^1 \div 10^3$ ГэВ, получаем:

$$L_{e\tau} \sim L_{\mu\tau} \sim 25 \div 2500 \text{ км};$$

$$L_{e\mu} \sim 2,5 \cdot 10^3 \div 2,5 \cdot 10^5 \text{ км (прямая иерархия);}$$

$$L_{e\mu} \sim L_{e\tau} \sim 25 \div 2500 \text{ км};$$

$$L_{\mu\tau} \sim 2,5 \cdot 10^3 \div 2,5 \cdot 10^5 \text{ км (обратная иерархия).}$$

Важнейшим достоинством ускорительных экспериментов по поиску осцилляций (в особенности в пучках УНК) является возможность достижения высокой точности измерений и, следовательно, определения очень малых углов смешивания. Так, в инклюзивном

эксперименте $\nu_\mu \rightarrow \nu_X$ ($\nu_e \rightarrow \nu_X$) может быть получено ограничение (статистическая точность только!) на $\sin 2\theta$ на уровне $\sim 5 \cdot 10^{-5}$ ($3,5 \cdot 10^{-4}$), что на два-три порядка превосходит существующие ограничения и находится за пределами возможностей других методов.

Особый интерес представляет эксклюзивная постановка в пучках меченых нейтрино, обеспечивающих высокую систематическую точность за счет мониторингования и чистоты пучка. Прежде всего это поиски переходов $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ в пучке ν_e . Хотя поток ν_e уступает по интенсивности потоку ν_μ , однако это компенсируется возможностью надежной регистрации конечного мюона от процессов $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$, $\nu_\mu N \rightarrow \mu + X$. Статистика в детекторе массой 500 т позволит измерить $\sin^2 2\theta$ на уровне $\sim 2 \cdot 10^{-3}$. Еще одна особенность меченых нейтрино связана с возможностью измерения с высокой точностью E_ν и точки взаимодействия ($\Delta L \sim 50$ м), и исследования осцилляций непосредственно по переменной L/E [100].

Обсудим теперь возможность измерения параметра Δm^2 , определяющего длину осцилляций. Для ускорительных экспериментов повышение чувствительности к Δm^2 требует увеличения отношения L/E , т. е. удаления детектора на большие расстояния. Уникальные возможности пучков «дальних» нейтрино УНК мы обсудим в разд. 3. Что касается «лабораторных» исследований, то на базе до 50 км, допускаемой профилем местности и траекторией нейтринного пучка, они могут превзойти типичные современные ускорительные эксперименты, имеющие $L/E \sim (0,025-0,05)$ км/ГэВ, но уступят лучшим с $L/E \sim 1$ км/ГэВ. Тем не менее за счет высокой точности измерений они позволят достичь уровня $\Delta m^2 \sim 0,05$ эВ²/c⁴ [101].

Поскольку угол смешивания $\theta_{\mu\tau}$ ожидается наибольшим, одной из наиболее интересных и перспективных задач на УНК может стать поиск осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ [101].

3. ВОЗМОЖНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ С ДАЛЬНИМИ НЕЙТРИНО

Пучки УНК дальних нейтрино (ДН) [102], т. е. нейтрино, регистрируемых на больших расстояниях от ускорителя, дадут уникальную возможность для проведения исследований как по нейтринной физике, так и по «нейтринной геофизике» [102—107].

Особенностью, отличающей такие исследования от обычных «лабораторных» экспериментов, является большая длина пролета нейтрино от места рождения до детектора и большое количество вещества на пути нейтрино. Это позволяет выявить некоторые аспекты, которые в обычных условиях либо вообще не проявляются, либо проявляются очень слабо. В отличие от измерений с нейтрино атмосферного или космического происхождения, опыты с ускорительными пучками характеризуются хорошо контролируруемыми условиями (энергия, интенсивность, временная структура, направление пучка). Мы не будем обсуждать здесь проблем, связанных с формированием и регистрацией пучков ДН. Эти вопросы достаточно подробно рассмотрены в обзорах

[102, 105, 106]. Заметим лишь, что для грубой оценки возможности регистрации нейтрино на больших расстояниях от ускорителя можно воспользоваться простым соотношением, устанавливающим (в предположении идеальной фокусировки) связь между плотностью потока равновесных мюонов dN_μ/ds , сопровождающих пучок ν_μ (на оси пучка), энергией протонов E_p , длиной распадного канала l , числом протонов в импульсе N_p и расстоянием L [102, 105]:

$$\frac{dN_\mu}{ds} \simeq 2,4 \cdot 10^{-16} \frac{l N_p E_p^3}{L^2}, \quad (5)$$

где l измеряется в км; E_p — в ТэВ; L — в 10^3 км, dN_μ/ds — в m^{-2} .

Полагая $N_p = 5 \cdot 10^{14}$ протонов за импульс ускорителя, $l = 1$ км, $E_p = 3$ ТэВ, получаем для потока мюонов от УНК на расстоянии L

$$(dN_\mu/ds)_{\text{УНК}} \simeq 3/L^2.$$

Более аккуратные оценки с учетом реальных спектров будут приведены ниже.

Что касается технических проблем, то основные из них связаны с обеспечением поворота выведенных протонных пучков относительно плоскости равновесной орбиты (например, для расстояний $L = 1000; 1400; 2500; 4300$ и $12\ 800$ км необходимые углы поворота составляют соответственно $\alpha \simeq 4,5; 6,2; 11,3; 19,6$ и 90°) и созданием распадного тоннеля длиной от нескольких сотен метров до нескольких километров, ориентированного в требуемом направлении.

Осцилляции нейтрино. Одной из наиболее важных задач является поиск осцилляций нейтрино. Здесь использование пучков ДН представляет интерес по целому ряду причин:

а) В инклюзивных экспериментах («на выбывание») с пучками ν_μ ($\nu_\mu \rightarrow \nu_X$), или эксклюзивных $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$, плотность потока равновесных мюонов, сопровождающих пучок ν_μ , как видно из (5), пропорциональна кубу энергии E нейтрино или первичных протонов и обратно пропорциональна квадрату расстояния L . Это означает, что если регистрировать ν_μ по мюонам, рождаемым ими в веществе перед детектором, то для исследования эффекта осцилляций (зависящего от отношения L/E) оказывается выгодным (при неизменной площади детектора) относить детектор на большие расстояния, одновременно переходя к более высоким энергиям [108]. Если при этом отношение L/E сохраняется постоянным, то оставляя неизменным фазовый фактор в (4), мы одновременно увеличиваем статистическую обеспеченность измерений за счет лишней степени E в (5) и повышаем, таким образом, чувствительность эксперимента к $\sin^2 2\theta$. Другая возможность: сохраняя dN_μ/ds (т. е. статистическую обеспеченность измерений), можно увеличить чувствительность к Δm^2 за счет увеличения отношения L/E в $\sim \sqrt{E}$ раз.

б) На больших пролетных базах

$$L \gg L_0 = 1/\sqrt{2} GN_e \simeq 3,5 \cdot 10^4/\rho$$

(G — константа Ферми, N_e — плотность электронов, ρ — плотность вещества, г/см³, L_0 — длина Вольфенштейна, км) может стать существенным влияние вещества Земли на характер осцилляций [98]. Проводя эксперименты с $L \gtrsim 1000$ км, можно изучать это интересное явление, которое в последние годы широко обсуждается в литературе [99], главным образом в связи с возможной регистрацией потоков нейтрино от астрофизических источников (Солнце, взрывы сверхновых и др.). При несомненных достоинствах подобных экспериментов, обусловленных прежде всего огромными расстояниями и плотностями вещества, астрофизические измерения подвержены значительным неопределенностям, затрудняющим их интерпретацию. В [98, 109] было обращено внимание на возможность исследования осцилляций в веществе Земли в опытах с ускорительными нейтрино, которые в значительной степени свободны от указанных недостатков. Эффекты на глобальных расстояниях в Земле могут быть значительны [109], поскольку длина Вольфенштейна L_0 для характерных плотностей $\rho \sim 3 \div 10$ г/см³ составляет $\sim 12\,000 \div 3500$ км, т. е. соизмерима с диаметром Земли. Это обстоятельство является следствием случайного совпадения по порядку двух различных по физическому смыслу величин — обратной константы Ферми $G^{-1} \simeq 2 \cdot 10^{32}$ см⁻² и числа электронов на единицу площади вдоль диаметра Земли [109].

Важно подчеркнуть, что при малых углах смешивания амплитуда осцилляций в вакууме мала и может быть недостаточна для прямых измерений. Возможно, что только усиление осцилляций в веществе (на больших длинах L) позволит их обнаружить и изучить. В целом эксперименты с ДН дают возможность продвижения в неисследованную область значений параметров осцилляций Δm^2 и $\sin^2 2\theta$.

в) В экспериментах на больших расстояниях возникает возможность регистрации эффектов, связанных с T — (CP)-нарушающей фазой в матрице смешивания лептонного сектора [93]. В веществе эти эффекты могут быть усилены в несколько раз [110, 111].

г) Наконец, измерение энергетической зависимости вероятности переходов, обусловленных осцилляциями нейтрино, может дать важную информацию о строении Земли и профиле распределения плотности вещества [109, 112].

Осцилляции в веществе. Как было впервые замечено Вольфенштейном [98], в среде из-за различия во взаимодействии ν_e и $\nu_{\mu, \tau}$ с ее компонентами (за счет вклада заряженного тока в рассеяние $\nu_e e \rightarrow \nu_e e$), картина осцилляций меняется. В случае среды с постоянной плотностью $\rho = \bar{\rho}$ вместо (4) имеем

$$P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) = \frac{\sin^2 2\theta}{\omega^2} \sin^2 \omega \tau, \quad (6)$$

где

$$\omega = \left[1 - 2 \cos 2\theta \frac{L_\nu}{L_0(\bar{\rho})} + \left(\frac{L_\nu}{L_0(\bar{\rho})} \right)^2 \right]^{1/2}$$

и L_ν — длина осцилляций в вакууме. Как видно из (6), в веществе с $\rho = \bar{\rho} = \text{const}$ эффективные параметры осцилляций $\sin 2\theta_m =$

$$= \sin 2\theta/\omega; L_m = L_\nu/\omega. \text{ При выполнении условия резонанса [99]} \\ L_\nu/L_0 = \cos 2\theta \quad (7)$$

имеем $\omega = \sin 2\theta$, и амплитуда осцилляций становится равной единице при любом угле θ .

Осцилляции $\nu_l \rightarrow \nu_{l'}$ в среде с переменной плотностью описываются уравнением Шредингера для двухкомпонентной амплитуды $\psi = \begin{vmatrix} \nu_l \\ \nu_{l'} \end{vmatrix}$ [99]:

$$i \frac{d\psi}{dt} = H\psi, \quad (8)$$

где

$$H = \pi \begin{pmatrix} \frac{\cos 2\theta}{L_\nu} - \frac{1}{L_0(t)} & -\frac{\sin 2\theta}{L_\nu} \\ -\frac{\sin 2\theta}{L_\nu} & -\frac{\cos 2\theta}{L_\nu} + \frac{1}{L_0(t)} \end{pmatrix};$$

$t = x/c = x$. В практических приложениях удобно [109], исключив компоненту $|\nu_l\rangle$, привести (8) к уравнению второго порядка для амплитуды $|\nu_{l'}\rangle \equiv \xi$:

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} + f(t)\xi = 0; \\ f(t) = \pi^2 \left(\frac{1}{L_0^2(t)} - \frac{2 \cos 2\theta}{L_\nu L_0(t)} + \frac{1}{L_\nu^2} \right) + i\pi \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{L_0(t)} \right) \quad (9)$$

с начальными условиями (для первоначального пучка ν_l):

$$\xi(0) = 0; d\xi(0)/dt = i \sin 2\theta. \quad (9')$$

Решение уравнения (9) дает $P_{\nu_l-\nu_{l'}}(t) = |\xi(t)|^2$. Важно еще подчеркнуть, что знак амплитуды ν_{le} -рассеяния ($l = e, \mu, \tau$) противоположен знаку амплитуды ν_{le} -рассеяния, что соответствует замене $L_0 \rightarrow -L_0$. Это означает, что резонанс может возникать либо для ν , либо для $\bar{\nu}$, но не для обоих одновременно. Таким образом, наблюдение осцилляций в веществе дает принципиальную возможность определения знака $L_\nu \sim (m_1^2 - m_2^2)^{-1}$ [113].

Некоторые оценки для пучков УНК. Чтобы иллюстрировать возможности исследований осцилляций с пучками ДН УНК, приведем некоторые оценки [109] для осцилляций в системе двух нейтрино для следующих характерных расстояний L : 1000 км (масштаб расстояний, на которых влияние вещества Земли невелико и могут изучаться вакуумные осцилляции); 1400 км — расстояние от УНК (Серпухов) до Баксанской нейтринной обсерватории, которая может служить детектором нейтрино; 2500 км — расстояние до водного бассейна вблизи Неаполя, где можно расположить подводный детектор (идея М. А. Маркова); 4300 км — расстояние до оз. Байкал, где сейчас сооружается подводный черенковский детектор ИЯИ АН СССР,

и, наконец, 12 800 км — наибольшее расстояние в пределах земного шара, на котором эффекты осцилляций могут достигать максимума. Относительно пучков предполагается следующее: а) первичные протоны имеют энергию 600 ГэВ (первая ступень УНК) или 3000 ГэВ (вторая ступень УНК), интенсивность $6 \cdot 10^{14}$ протонов в импульсе и цикл повторения импульсов 2 мин ($\sim 2 \cdot 10^4$ импульсов за месяц); б) вторичные мезоны, родители нейтрино, либо идеально сфокусированы, либо не фокусируются вовсе (оценки для реальной фокусировки лежат между пределами для этих случаев); в) первоначальный нейтринный пучок содержит ν_μ , а регистрируются либо ν_μ , либо ν_e . Длина распадного канала выбирается равной 500 м. Характерные угловые размеры нейтринного пучка $\alpha \sim 1/\langle \gamma_\pi \rangle$, что составляет $\sim 10^{-3}$ для $E_p = 600$ ГэВ и $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ для $E_p = 3000$ ГэВ. Соответствующий радиус нейтринного «пятна» на расстоянии 1000 км: $\simeq 1$ км и 0,2 км.

Из сейсмологических измерений известно [114], что плотность $\rho(x)$ (и связанная с ней плотность N_e числа электронов, входящая в L_0) меняется в Земле достаточно значительно: от $\rho \sim 12$ г/см³ в центре до $\rho \sim 2,5$ г/см³ около поверхности. На границе ядро — мантия при $x \simeq 3500$ км имеется резкий скачок плотности. Поскольку L_0 оказывается соизмеримым с расстояниями, на которых происходят существенные изменения $N_e(x)$, при решении (9) нельзя использовать приближение, при котором изменение $N_e(x)$ аппроксимировалось бы либо ступенькой, либо как «адиабатическое» [99]. Поэтому для получения достаточно аккуратного результата приходится прибегать к численному решению уравнения на ЭВМ, в которое закладывается модель распределения плотности вещества в Земле, принятая в настоящее время в геофизике [114]. Количество вещества на пути нейтринного пучка в Земле длиной 1400, 2500, 4300 и 12 800 км составляет соответственно $2,96 \times 10^8$; $4,13 \cdot 10^8$; $7,76 \cdot 10^8$; $1,45 \cdot 10^9$ и $1,04 \cdot 10^{10}$ г/см²; при этом поглощение нейтрино не превышает десятых долей процента [102].

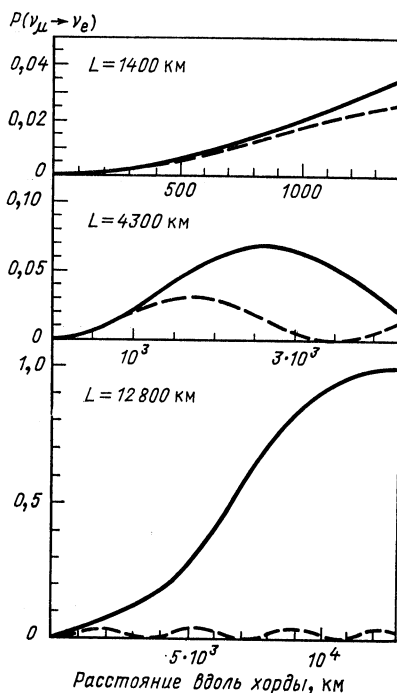


Рис. 27. Вероятность $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ как функция расстояния вдоль хорды различной длины; $\sin^2 2\theta = 0,03$; $\Delta m^2/E_\nu = 7,143 \cdot 10^{-4}$ эВ²/(ГэВ \cdot с⁴)

В табл. 4 приведены характеристики событий $\nu_\mu N \rightarrow \mu^- + \dots$, а также потоков нейтрино и равновесных мюонов на оси пучка. Здесь же даны число событий N_c и число равновесных мюонов N_μ на один цикл ускорителя для условных детекторов с массой $M = 10^6$ т или площадью регистрации мюонов $S = 10^4$ м².

Таблица 4. Характеристики событий $\nu_\mu N \rightarrow \mu^- + \dots$, потоков нейтрино и равновесных мюонов на оси пучка

E_p , ГэВ	Расстояние до детектора L , км	Поток ν_μ		ν_μ -События в объеме детектора		Поток равновесных мюонов		N_c	N_μ
		dN_ν/ds , протон ⁻¹ ·м ⁻²	$\langle E_\nu \rangle$, ГэВ	dN_c/dM , протон ⁻¹ ·т ⁻¹	$\langle E_\mu \rangle$, ГэВ	dN_μ/ds , протон ⁻¹ ·м ⁻²	$\langle E_\mu \rangle$, ГэВ		
600	1000	2,0·10 ⁻⁸ 2,7·10 ⁻¹⁰	22 47	1,9·10 ⁻¹⁹ 5,0·10 ⁻²¹	29 47	2,8·10 ⁻¹⁷ 1,2·10 ⁻¹⁸	119 163	114 3,0	168 7,2
	1400	1,0·10 ⁻⁸ 1,1·10 ⁻¹⁰	22 47	1,0·10 ⁻¹⁹ 2,3·10 ⁻²¹	29 50	1,4·10 ⁻¹⁷ 5,7·10 ⁻¹⁹	119 168	60 1,4	84 3,4
	2500	6,4·10 ⁻⁹ 4,2·10 ⁻¹¹	16 42	6,5·10 ⁻²⁰ 7,7·10 ⁻²²	20 47	6,5·10 ⁻¹⁸ 1,8·10 ⁻¹⁹	105 164	39 0,5	39 1,1
	4300	3,6·10 ⁻⁹ 2,3·10 ⁻¹¹	14 32	4,7·10 ⁻²⁰ 3,3·10 ⁻²²	16 43	3,8·10 ⁻¹⁸ 7,0·10 ⁻²⁰	92 164	28 0,2	23 0,4
3000	1000	5,8·10 ⁻⁸ 2,6·10 ⁻⁹	129 159	3,3·10 ⁻¹⁸ 1,8·10 ⁻¹⁹	163 215	2,7·10 ⁻¹⁵ 1,9·10 ⁻¹⁶	607 765	2·10 ³ 108	1,62·10 ⁴ 1,14·10 ³
	1400	3,6·10 ⁻⁸ 1,3·10 ⁻⁹	117 163	1,9·10 ⁻¹⁸ 9,4·10 ⁻²⁰	166 214	1,5·10 ⁻¹⁵ 1,0·10 ⁻¹⁶	617 764	1,14·10 ³ 56	9·10 ³ 600
	2500	1,6·10 ⁻⁸ 4,8·10 ⁻¹⁰	145 196	6,7·10 ⁻¹⁹ 3,1·10 ⁻²⁰	159 207	5,3·10 ⁻¹⁶ 3,2·10 ⁻¹⁷	619 763	402 19	3,18·10 ³ 192
	4300	6,5·10 ⁻⁹ 2,3·10 ⁻¹⁰	91 112	2,6·10 ⁻¹⁹ 1,1·10 ⁻²⁰	153 194	2,0·10 ⁻¹⁶ 1,0·10 ⁻¹⁷	614 755	132 6,6	1,2·10 ³ 66

Примечание. Числа в первой строке соответствуют идеальной фокусировке; во второй—отсутствию фокусировки; N_c — число событий в мишени массой 10^6 т на $6 \cdot 10^{14}$ первичных протонов; N_μ — число равновесных мюонов, проходящих через площадь 10^4 м² на $6 \cdot 10^{14}$ первичных протонов.

Результаты численных расчетов $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ с помощью уравнения (9) представлены на рис. 27—30. На рис. 27 показана вероятность перехода $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ при движении нейтрино вдоль хорд различной длины. Видно, что при $L = 1400$ км осцилляции близки к вакуумным, а при $L = 4300$ и особенно $12\,800$ км существенно ска-

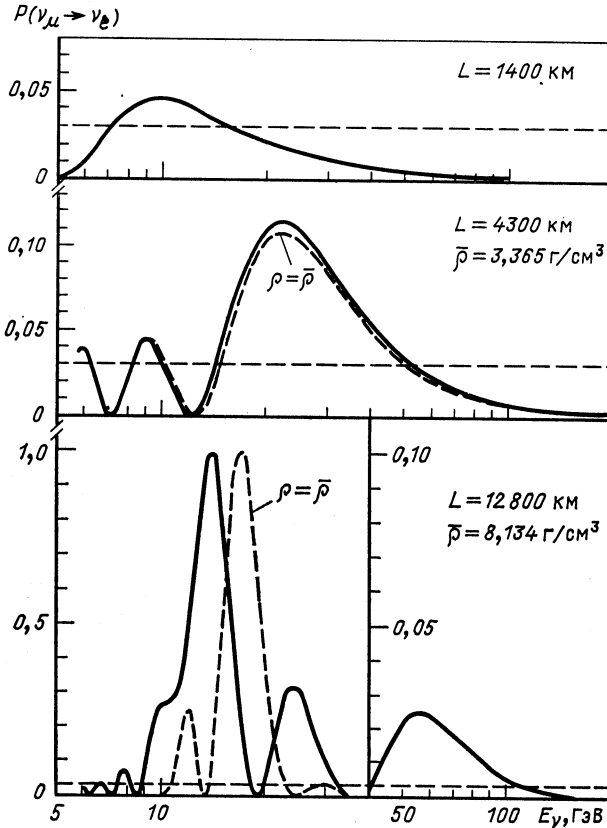


Рис. 28. Вероятность $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ как функция энергии нейтрино для различных расстояний при $\sin^2 2\theta = 0,03$, $\Delta m^2 = 0,01$ эВ²/с⁴: пунктирные кривые рассчитаны для постоянной плотности $\bar{\rho}$, равной средней плотности на соответствующей хорде; штриховые линии — амплитуда вакуумных осцилляций

зывается влияние вещества Земли. Более того, при выбранных значениях параметров $\Delta m^2/E_\nu \simeq 7,143 \cdot 10^{-4}$ эВ²/(с⁴·ГэВ) и $\sin^2 2\theta = 0,03$ амплитуда осцилляций на диаметре Земли увеличивается по сравнению с вакуумной примерно в 33 раза и достигает единицы. Это явление — результат резонансного эффекта [99]. Заметим, что в Земле условие резонанса

$$\frac{L_\nu}{L_0} \simeq \frac{E_\nu \rho}{1,4 \cdot 10^4 \Delta m^2} = \cos 2\theta \simeq 1$$

выполняется в широкой области значений Δm^2 и $\sin^2 2\theta$, допускаемых современными экспериментальными данными с учетом возможности изменения энергии E_ν : $1 \lesssim E_\nu \lesssim 10^3$ ГэВ. Для того чтобы

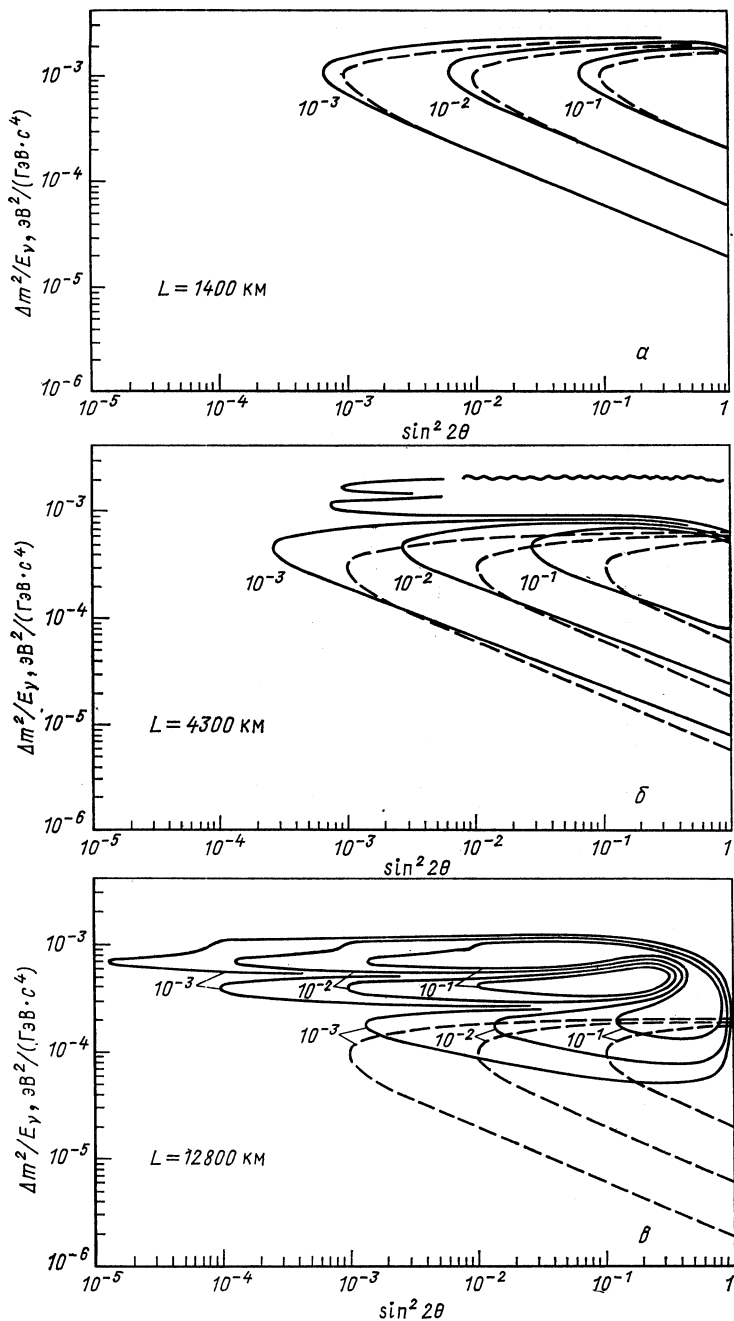


Рис. 29. Линии уровня $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \text{const} = 10^{-1}; 10^{-2}; 10^{-3}$ (штриховые линии — соответствующие линии уровня для вакуума)

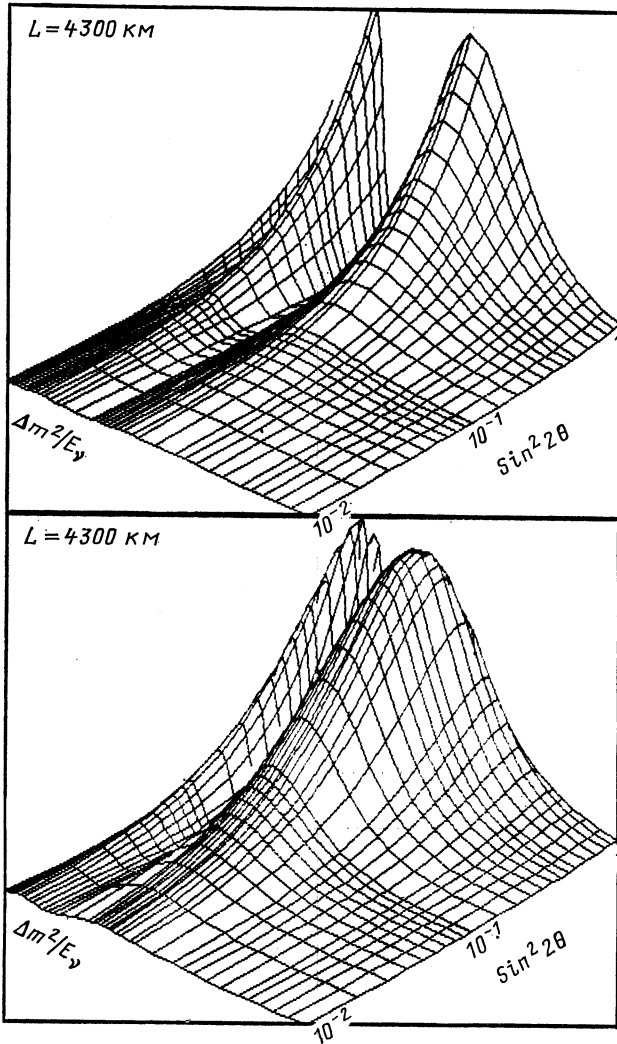


Рис. 30. Поверхность $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ на плоскости $(\Delta m^2/E_\nu, \sin^2 2\theta)$ (верхний рисунок — поверхность для вакуума)

условие резонанса выполнялось на расстоянии $\Delta x \approx L_{\text{рез}}/2 = L_0/2 \operatorname{tg} 2\theta$ [и соответственно вероятность $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ была близка к единице], достаточно, чтобы на этом расстоянии вариация $\delta(L_\nu/L_0)$ за счет изменения плотности была меньше ширины резонанса $\delta(L_\nu/L_0) < \Delta(L_\nu/L_0) = \sin 2\theta$ [99]. Наиболее благоприятные условия для резонанса осуществляются в ядре Земли при прохождении

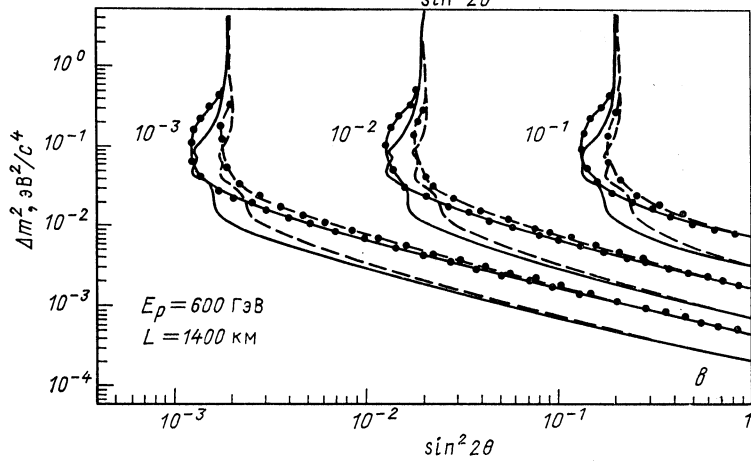
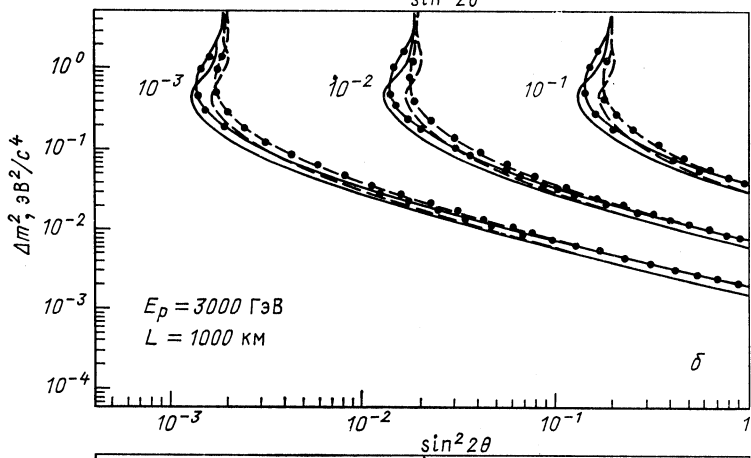
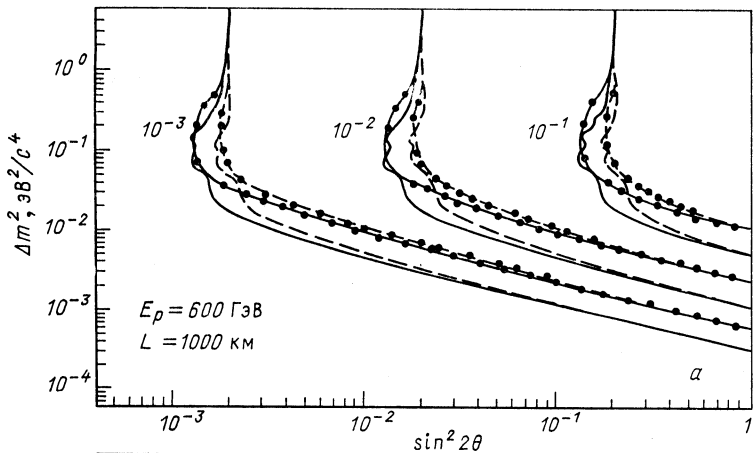


Рис. 31

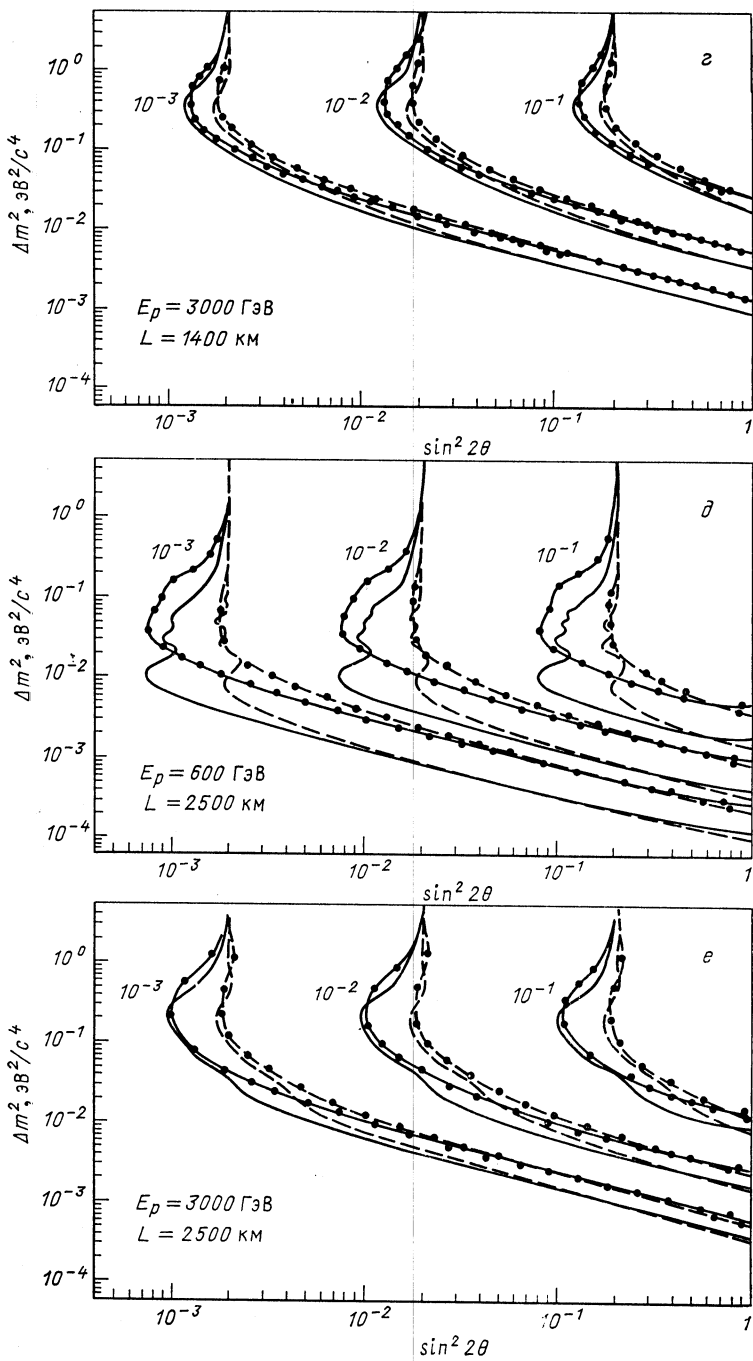


Рис. 31

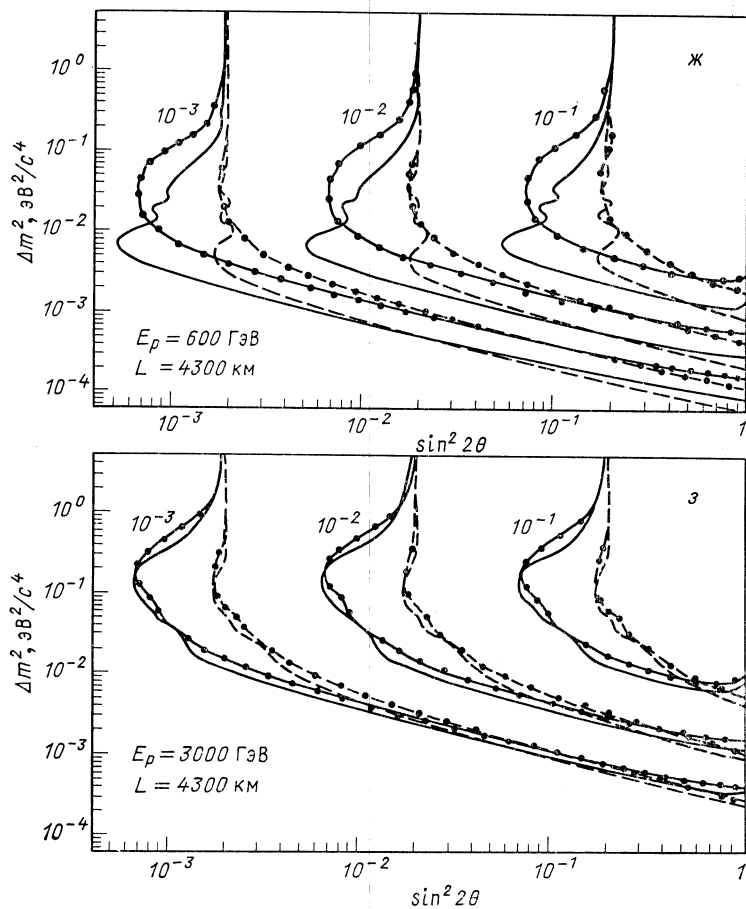


Рис. 31. Линии уровня R_e ($\Delta m^2, \sin^2 2\theta$), равные 10^{-1} ; 10^{-2} ; 10^{-3} для относительного числа ν_e -событий в объеме детектора:

сплошные линии — расчеты с учетом влияния вещества Земли, штриховые — вакуумные осцилляции. Линии, помеченные точками, получены для нейтринных спектров без фокусировки мезонов, линии без точек — с идеальной фокусировкой

нейтрино по его диаметру. Здесь на расстоянии около 7000 км плотность меняется относительно мало и $\bar{\rho}_Я \approx 10,5 \text{ г/см}^3$, $|\delta\rho|_{\max} \approx 2,2 \text{ г/см}^3$. Если $L_\nu/L_0(\bar{\rho}_Я) = \cos 2\theta$, то резонанс сильно проявится при $\Delta x \approx 7000 \text{ км} \gtrsim L_0/2 \text{ tg } 2\theta$ и $|\delta\rho|_{\max}/\bar{\rho}_Я \lesssim \text{tg } 2\theta$, т. е. соответственно при $\text{tg } 2\theta \gtrsim 0,24$ и $\text{tg } 2\theta \gtrsim 0,2$. Следовательно, при $\sin^2 2\theta \gtrsim 0,05$ и $\Delta m^2/E_\nu \sim 0,8 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2/(\text{ГэВ} \cdot \text{с}^4)$ вероятность $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ будет порядка единицы, что и подтверждается прямыми расчетами. Учитывая, что на УНК интервал E_ν $1 \leq E_\nu \leq 10^3 \text{ ГэВ}$,

закключаем, что интервал Δm^2 , где возможно значительное усиление осцилляций, $10^{-3} \lesssim \Delta m^2 \lesssim 1 \text{ эВ}^2/c^4$.

Для L , равного 1400 и 4300 км, плотность $\rho \simeq 2,5 \div 3,5 \text{ г/см}^2$, соответствующая длина $L_0 \simeq 1,4 \cdot 10^4 \text{ км}$ много больше длины хорд, поэтому влияние вещества на осцилляции слабее.

Зависимость $P (\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ от энергии нейтрино показана на рис. 28 для $\sin^2 2\theta = 0,03$ и $\Delta m^2 = 0,01 \text{ эВ}^2/c^4$. При $E_\nu/\Delta m^2 \gg 10^4 \text{ ГэВ} \cdot c^4/\text{эВ}^2$ вещество подавляет осцилляции. Если $E_\nu/\Delta m^2 \ll 10^3 \text{ ГэВ} \cdot c^4/\text{эВ}^2$ ($L_\nu/L_0 \ll 1$), осцилляции близки к вакуумным. Пунктирные кривые соответствуют постоянной плотности, равной средней плотности на соответствующей хорде. Видно, что для расстояний $L \lesssim 4300 \text{ км}$ результат для $\rho = \bar{\rho}$ близок к точному решению уравнения (9).

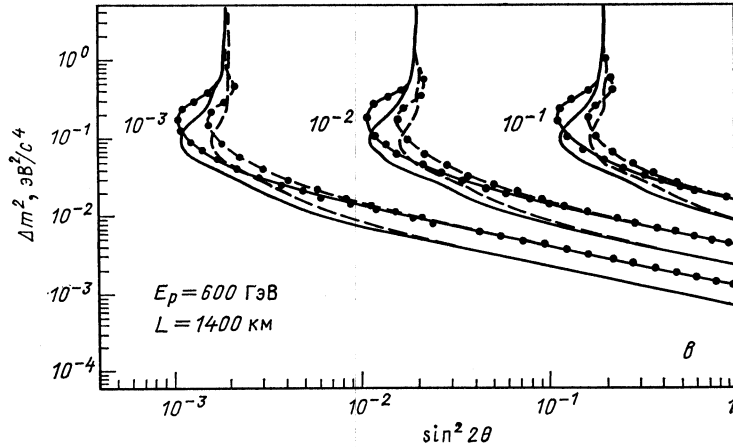
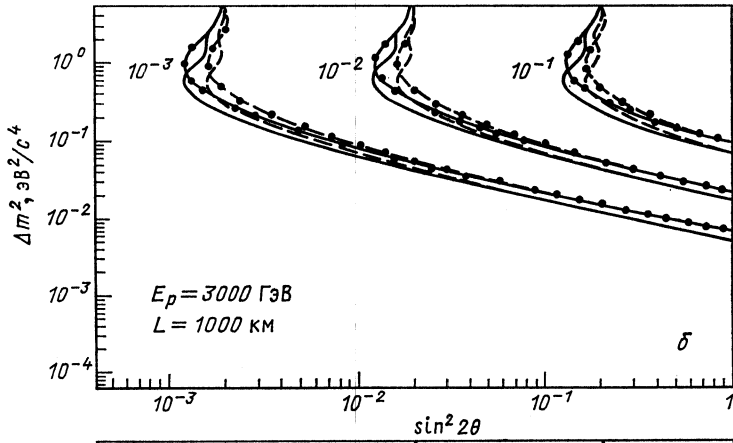
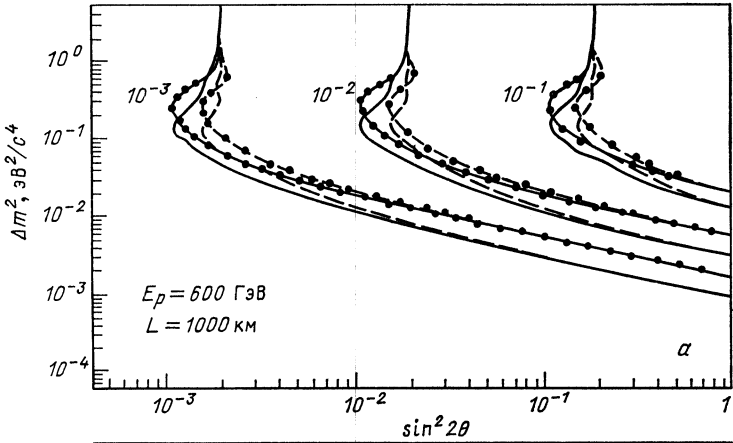
Наглядную картину осцилляций в веществе Земли дает зависимость $P (\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$, представленная как функция двух переменных $\Delta m^2/E_\nu$ и $\sin^2 2\theta$. На рис. 29 показаны линии уровня $P (\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \text{const} = 10^{-1}; 10^{-2}$ и 10^{-3} . Вещество «сдвигает» линии уровня по сравнению с вакуумным случаем в область больших значений $\Delta m^2/E_\nu$ для $\sin^2 2\theta \simeq 1$ и меньших $\sin^2 2\theta$ для $\sin^2 2\theta \ll 1$. Этот эффект особенно велик, когда нейтрино проходит по диаметру Земли (рис. 29, *е*). Это понижает чувствительность эксперимента в области $\sin^2 2\theta \approx 1$, но увеличивает ее при малых углах смешивания. Простым изменением масштаба по оси ординат можно получить линии уровня $P (\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \text{const}$ при любой фиксированной энергии E_ν .

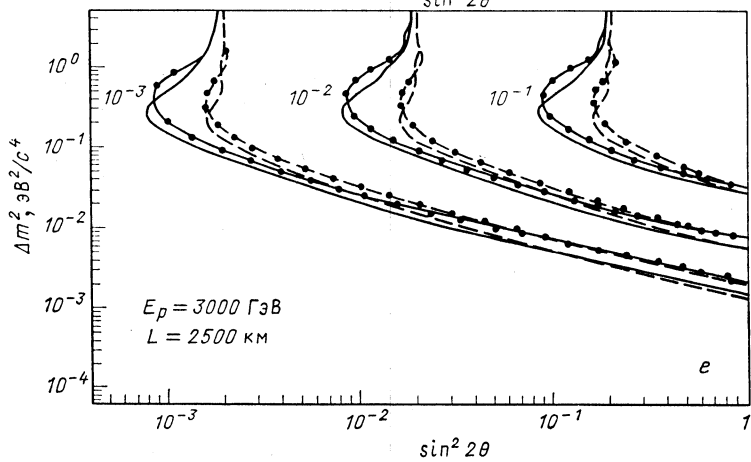
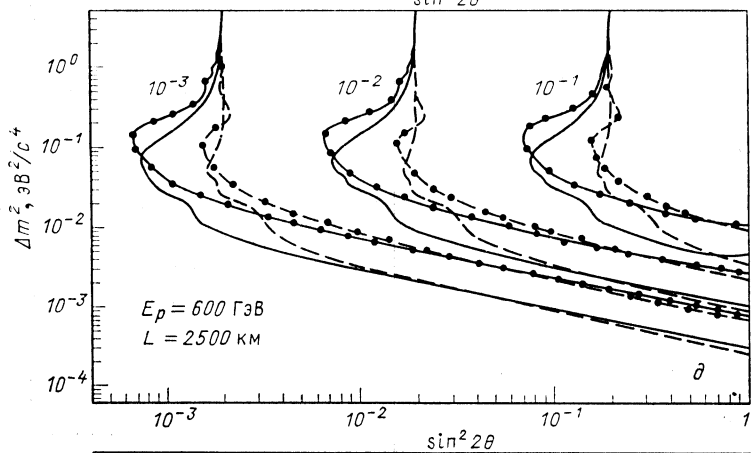
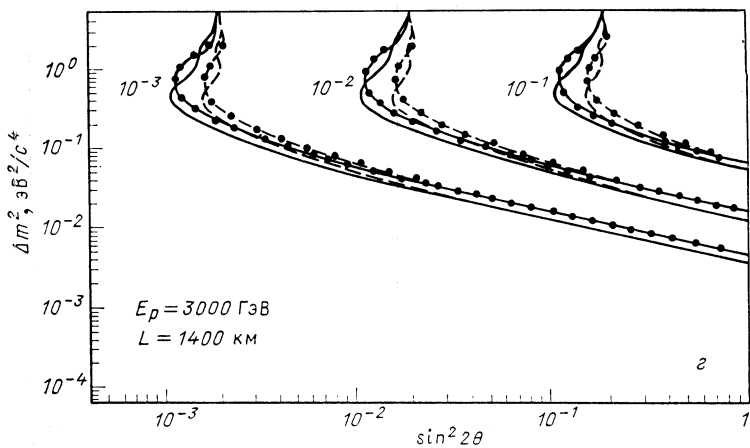
Изометрические изображения поверхности $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} (\Delta m^2/E_\nu, \sin^2 2\theta)$ наглядно демонстрируют влияние вещества Земли на осцилляции (рис. 30).

В реальном случае нейтринного пучка широкого спектра необходимо провести усреднение величин $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} (\Delta m^2/E_\nu, \sin^2 2\theta)$ по спектру. Так как размеры источника нейтрино (распадный тоннель ускорителя) значительно меньше длины осцилляций, усреднением по области образования нейтрино можно пренебречь.

На рис. 31, 32 показаны результаты расчетов линий уровней $R_e, R_\mu = \text{const} = 10^{-1}; 10^{-2}; 10^{-3}$, где R_e и R_μ соответственно усредненные по нейтринному спектру отношения числа электронов, образовавшихся в объеме детектора (за счет процессов $\nu_\mu \rightarrow \nu_e, \nu_e N \rightarrow e + \dots$) к числу мюонов, ожидаемому при отсутствии осцилляций, и относительное уменьшение потока равновесных мюонов из-за осцилляций ($\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu, \nu_\mu N \rightarrow \mu + \dots$). Видно, что широкополосные нейтринные пучки УНК могут быть использованы для поиска осцилляций в экспериментах с большими L . Так, например, если после вычитания фона примесь ν_e -событий к ν_μ -событиям составит 0,1 %, то на расстоянии 4300 км при $E_p = 600 \text{ ГэВ}$ при идеальной фокусировке область исследуемых параметров согласно рис. 31, *ж*: $\Delta m^2 = 10^{-4} \text{ эВ}^2/c^4$ ($\sin^2 2\theta = 1$) и $\sin^2 2\theta = 6 \cdot 10^{-4}$ ($\Delta m^2 \simeq 10^{-2} \text{ эВ}^2/c^4$).

Сравнение рис. 31 и 32 показывает, что при прочих равных условиях (E_p, L , тип фокусировки) метод регистрации ν_e -событий в объеме детектора обладает в 2—3 раза большей чувствительностью к па-





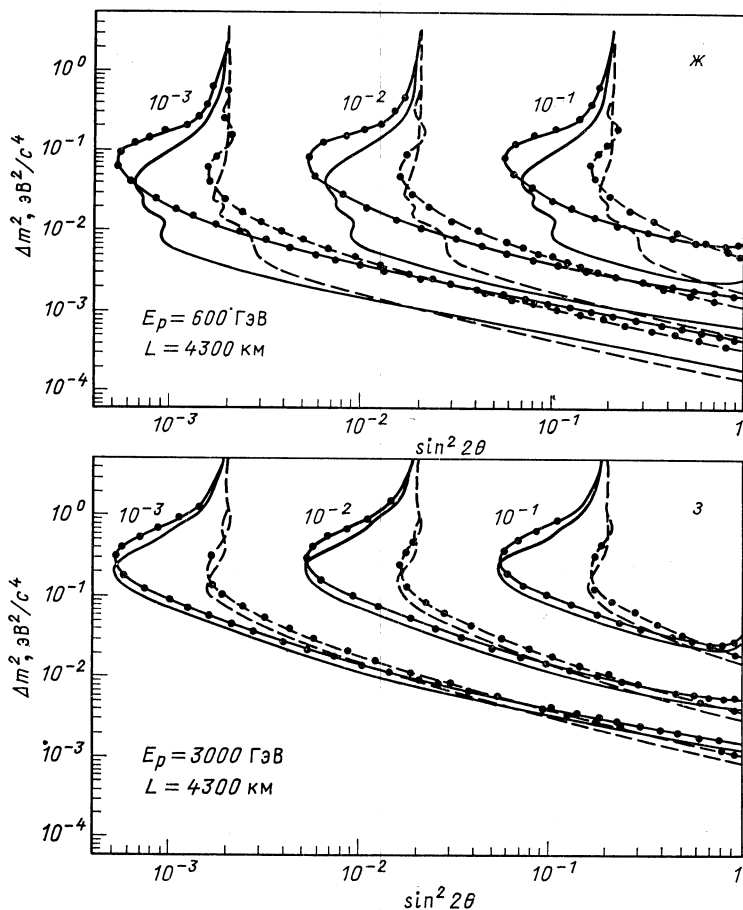


Рис. 32. Линии уровня R_μ (Δm^2 , $\sin^2 2\theta$), равные 10^{-1} ; 10^{-2} ; 10^{-3} для относительного уменьшения потока равновесных мюонов. Обозначения см. на рисунке

раметру Δm^2 , чем регистрация уменьшения потока равновесных мюонов. Однако в техническом отношении задача регистрации электронов в детекторе большого объема несравненно более сложная, чем задача регистрации равновесных мюонов.

Усиление осцилляций за счет вещества улучшает чувствительность измерений. Например, при $L = 4300$ км минимально достижимые значения $\sin^2 2\theta$ снижаются в 1,5–2 раза по сравнению с вакуумными при одинаковой точности измерений. Особенно удобным для изучения осцилляций является использование квазимоноэнергетических пучков нейтрино [109].

С помощью табл. 4 можно оценить время, необходимое для набора требуемой статистики. Например, при $E_p = 600$ ГэВ, идеальной

фокусировке и площади детектора $S = 10^4 \text{ м}^2$ в течение месяца можно зарегистрировать около $5 \cdot 10^6$ мюонов на расстоянии $L = 4300 \text{ км}$. Это позволило бы измерять уменьшение потока мюонов на уровне $\sim 1,5 \cdot 10^{-3}$ (статистическая точность) и получить ограничения на Δm^2 и $\sin^2 2\theta$ согласно рис. 31, ж.

При этом, конечно, следует иметь в виду, что подобные точности в реальном эксперименте могут быть обеспечены при условии эффективного мониторингования нейтринного пучка, для чего, в случае пучка широкого спектра, по-видимому, потребуются сооружение дополнительного «ближнего» нейтринного детектора вблизи ускорителя. Для квазимоноэнергетического пучка в принципе достаточно одного детектора, поскольку варьирование энергии может заменить измерения на различных расстояниях [108].

Что касается основного «дальнего» детектора, то, по-видимому, наиболее адекватным здесь может быть подводный черенковский детектор, который позволит обеспечить большую площадь регистрации мюонов, в частности, детектор с фокусировкой света [115], хотя возможно использование и других типов детекторов.

Выше мы привели результаты детального количественного анализа для осцилляций в системе двух нейтрино. Сделаем теперь некоторые качественные замечания для трехнейтринного случая.

Очевидно, что при $\Delta m_{21}^2 > 0$ и $\Delta m_{31}^2 > 0$ в переходах $\nu_e \rightarrow \nu_X$ могут возникать два резонанса и в переходах $\nu_\mu \rightarrow \nu_X$ — один. Они будут четко выраженными, если «достаточно разделены» [110], т. е. $\Delta m_{31}^2 - \Delta m_{21}^2 \gg \Delta m_{31}^2 \sin \theta_{31} + \Delta m_{21}^2 \sin \theta_{21}$ и $\sin^2 \theta_{12} \ll 1$, $\sin^2 \theta_{13} \ll 1$. При $\sin^2 \theta_{23} \ll 1$ резонанс при меньшей плотности имеет место в $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ -переходе, тогда как другой — в $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ -переходе. При этих условиях переходы $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ и $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ фактически описываются вычисленными выше двухнейтринными вероятностями (которые еще необходимо умножить на фактор $\cos^2 \theta_{23}$, учитывающий участие третьего нейтрино). Поскольку $P(\nu_e \rightarrow \nu_X) = 1 - P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) - P(\nu_e \rightarrow \nu_\tau)$, то $P(\nu_e \rightarrow \nu_X)$ чувствительно к эффектам вещества для каждого из ν_e -переходов, тогда как $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_X)$ может быть усилено за счет лишь одного перехода ($\nu_\mu \rightarrow \nu_e$).

В случае обратной иерархии масс [96] можно ожидать усиления осцилляций для $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$, $\bar{\nu}_\tau$. Как было показано выше, условие резонанса в Земле $(\Delta m^2/E_\nu)_{\text{рез}} \simeq 0,8 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2/(\text{ГэВ} \cdot c^4)$. Следовательно, для энергий $E \sim 10^1 \div 10^3 \text{ ГэВ}$ резонансный интервал масс наиболее тяжелого нейтрино (ν_3 или ν_1 , в прямой или обратной иерархии, соответственно) составляет $\sim 0,1-1 \text{ эВ}/c^2$.

Нарушение T -инвариантности. Как уже отмечалось выше, массы и углы смешивания в лептонном секторе непосредственно связаны с параметрами нейтринных осцилляций. В случае трех поколений один из параметров смешивания ответствен за нарушение T -инвариантности, и соответствующие эффекты могут быть в принципе обнаружены в экспериментах с дальними нейтрино, где они, кроме того, могут усиливаться из-за присутствия вещества [110, 111]. Следует

подчеркнуть, что в большинстве астрофизических нейтринных экспериментов может наблюдаться лишь вероятность перехода для электронного нейтрино $\nu_e \rightarrow \nu_e$, которая не зависит от фазы, нарушающей T -инвариантность. Другая особенность, выделяющая эксперименты с ДН на Земле, — симметрия к замене $x \rightarrow -x$ для вещества на пути нейтрино, что существенно для наблюдения эффекта.

Пусть, например, лептонная матрица смешивания U параметризуется в виде [110]:

$$U = O^{23}(\varphi_{23}) O^{33}(\delta) O^{13}(\varphi_{13}) O^{12}(\varphi_{12});$$

$$O^{33}(\delta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\delta} \end{pmatrix}; \quad O^{12}(\varphi_{12}) = \begin{pmatrix} \cos \varphi_{12} & \sin \varphi_{12} & 0 \\ -\sin \varphi_{12} & \cos \varphi_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix};$$

$$O^{13}(\varphi_{13}) = \begin{pmatrix} \cos \varphi_{13} & 0 & \sin \varphi_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \varphi_{13} & 0 & \cos \varphi_{13} \end{pmatrix}; \quad O^{23}(\varphi_{23}) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \varphi_{23} & \sin \varphi_{23} \\ 0 & -\sin \varphi_{23} & \cos \varphi_{23} \end{pmatrix}.$$

Присутствие фазы δ , отличной от 0 или π , приводит к нарушениям CP - и T -инвариантности, которые проявляются в осцилляциях [92, 93, 116]:

$$P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) \neq P(\bar{\nu}_l \rightarrow \bar{\nu}_{l'}) \tag{10a}$$

и

$$P^{(-)}(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) \neq P^{(-)}(\nu_{l'} \rightarrow \nu_l); \tag{10б}$$

$$l \neq l' = e, \mu, \tau.$$

В веществе соотношение (10а) может возникнуть даже при $\delta = 0$, поскольку вещество Земли не C -симметрично и взаимодействие с ним нейтрино не инвариантно по отношению к CP - и $CP T$ -преобразованиям [117]. Это означает, что сигналом о существовании CP - (T -) нарушающей фазы δ может быть только наблюдение асимметрии в осцилляциях, обусловленной T -нарушением [110, 111]:

$$A_T^{(l'l')} = P^{(-)}(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) - P^{(-)}(\nu_{l'} \rightarrow \nu_l).$$

Из унитарности следует, что в осцилляциях в системе трех нейтрино (или антинейтрино) имеем [110]:

$$A_T^{(\mu e)} = A_T^{(\tau \mu)} = A_T^{(e \tau)} \equiv A_T. \tag{11}$$

В вакууме

$$A_T^V = -\bar{A}_T^V = 4J^V \left[\sin \frac{\Delta m_{21}^2}{2E} R + (31) + (23) \right];$$

$$J^V = \frac{1}{8} \sin \delta \sin 2\varphi_{12} \sin 2\varphi_{13} \sin 2\varphi_{23} \cos \varphi_{13}.$$

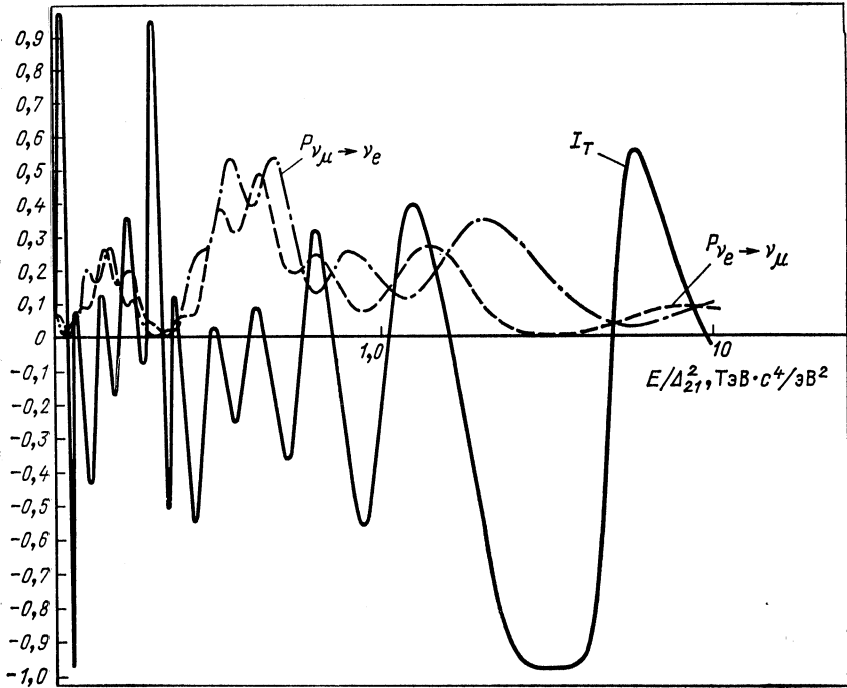


Рис. 33. Зависимость асимметрии I_T , обусловленной нарушением T -четности, и вероятностей $P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu}$ и $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$ от $E/\Delta m_{21}^2$ для $\sin \varphi_{12} = 0,25$; $\sin \varphi_{13} = 0,2$; $\sin \varphi_{23} = 0,3$; $\delta = \pi/3$ и $\Delta m_{31}^2 = 3\Delta m_{21}^2$ [110]

Аналогично ситуации в кварковом секторе имеем, что C - (TP -) инвариантность имеет место ($A_T^{(-)V} = 0$), если: а) $\delta = 0, \pi$; б) $m_{\nu_i} = m_{\nu_j}$; в) $\varphi_{ij} = 0$ или $\pi/2$.

Присутствие вещества модифицирует приведенные выше соотношения [110, 111]. В частности, в простейшем случае вещества постоянной плотности форма (11) сохранится, однако параметры δ и φ_{ij} в (11) должны быть заменены соответствующими значениями в веществе. При этом A_T^m отлично от нуля, только если $A_T^V \neq 0$. Увеличивая углы смешивания φ_{ij}^m , вещество может увеличивать асимметрию $|A_T^m| > |A_T^V|$, например, если $\sin \varphi_{12,13} \ll 1$, но $\sin 2\varphi_{12}^m$ и $\sin 2\varphi_{13}^m$ оба усилены в веществе (для этого Δm_{21}^2 и Δm_{31}^2 не должны сильно различаться).

Иллюстрирует ожидаемые эффекты рис. 33 из [110]. Величина I_T , характеризующая асимметрию, определена как

$$I_T = \frac{P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)}{P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) + P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)}.$$

Видим, что существует довольно широкая область значений параметров, характеризующих осцилляции в системе трех нейтрино, в которой эффекты T -нарушения могут быть значительно усилены при прохождении пучков нейтрино через Землю и зарегистрированы в экспериментах с дальними нейтрино.

Распады нейтрино в веществе. Опыты с ДН могут быть использованы для поиска распадов нейтрино, вызванных взаимодействием с веществом [118]. Если N_e и N_n — электронная и нейтронная плотности вещества, то движение в этом веществе нейтрино можно описать уравнением Дирака, аналогичным уравнению для электрона во внешнем поле: $eA_\mu = (\rho, 0)$, где для ν_e $\rho = G\sqrt{2}N_e - \rho'$, $\rho' = -GN_n/\sqrt{2}$ и для ν_μ, ν_τ $\rho = \rho'$. Поскольку знаки амплитуд рассеяния ν и $\bar{\nu}$ различны, то различны и энергетические уровни ν и $\bar{\nu}$ в веществе:

$$E_{\nu/\bar{\nu}} = \sqrt{p_\nu^2 + m_\nu^2 c^4} \pm \rho. \quad (12)$$

Это означает, что в веществе энергетически возможны распады ν (или $\bar{\nu}$ в зависимости от типа нейтрино и N_n) с испусканием безмассовой (или достаточно легкой) скалярной частицы, например майорона [119]: $\nu \rightarrow \bar{\nu} + \alpha$ или $\bar{\nu} \rightarrow \nu + \alpha$. (При этом диагональность связей майорона запрещает подобные распады в вакууме.)

Пучки ускорительных нейтрино в основном состоят из мюонных нейтрино. Как видно из (12), в веществе $\bar{\nu}_\mu$ тяжелее, чем ν_μ , и возможен распад $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \nu_\mu + \alpha$, т. е. для эксперимента требуется пучок $\bar{\nu}_\mu$. Ограничение на вероятность распада $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \nu_\mu + \alpha$ можно получить из данных по распаду $K \rightarrow \mu\nu$, откуда следует, что $\tau_{\bar{\nu}_\mu \rightarrow \nu_\mu \alpha} \simeq \simeq 50$ с. Следовательно, при движении нейтрино по диаметру Земли можно ожидать распада около 1 % $\bar{\nu}_\mu$. Такое уменьшение потока $\bar{\nu}_\mu$ зарегистрировать довольно сложно, однако для идентификации произошедших превращений $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \nu_\mu$ можно использовать очень яркую сигнатуру: рождение мюонов другого знака (т. е. μ^-) $\nu_\mu n \rightarrow \mu^- + X$ вместо ожидаемых от $\bar{\nu}_\mu$ μ^+ -мезонов. Поэтому детектор должен различать μ^+ и μ^- . Наличие эффекта не зависит от массы нейтрино и, в частности, будет иметь место и для безмассовых нейтрино. Вероятность распада в веществе не зависит от энергии нейтрино (тогда как для обычных распадов в вакууме $\Gamma \sim E_\nu^{-4}$), и энергию E_ν можно выбирать из соображений создания пучка и его регистрации на больших расстояниях.

Тяжелые нейтрино. Возможность поиска и измерения массы тяжелого нейтрино по времени пролета в пучках ДН обсуждается в [120]. Если нейтрино имеет энергию E_ν , то на пролетной базе L разница времени пролета для безмассового нейтрино и нейтрино с массой M равна $\Delta t \simeq \frac{L}{2c} \left(\frac{Mc^2}{E_\nu} \right)^2$. В том случае, если время пролета изме-

ряется, скажем, с точностью ~ 1 нс (с такой же точностью должна быть синхронизирована работа ускорителя и детектора), то при регистрации нейтрино с $E_0 = 2$ ГэВ и $L = 10^4$ км можно получить ограничение на массу нейтрино $M \ll 1$ МэВ/ c^2 . Достижение указанной точности принципиально возможно для УНК. Сигналы от запаздывающих (тяжелых) нейтрино попадут в промежуток между импульсами, обусловленными банчами ускорителя.

4. НЕЙТРИННАЯ ГЕОФИЗИКА

Наряду с исследованиями по нейтринной физике, пучки дальних нейтрино УНК впервые дадут реальную возможность для проведения фундаментальных и прикладных исследований по «нейтринной геофизике» [102—107].

Включение подобных исследований в нейтринную программу УНК представляло бы несомненный интерес. Вопросы геофизических применений детально обсуждаются в обзорах [102, 105—107], и мы здесь для полноты кратко упомянем некоторые из них, остановившись несколько более подробно только на одном вопросе, связанном с обсуждавшимися выше осцилляциями нейтрино в веществе Земли.

Геодезия. Пучки дальних нейтрино дают принципиальную возможность для проведения прецизионных геодезических измерений в масштабах Земли [121]. Метод основан на измерении времени пролета нейтрино от источника до детектора. Необходимое условие — синхронизация работы ускорителя и детектора с высокой точностью, может быть осуществлено с помощью стандартов времени или спутников. Подобные измерения представляют несомненный интерес для решения целого ряда геофизических задач: изучения суточных приливных колебаний Земли, составляющих около 50 см; движения тектонических плит, в частности, у разломов и корреляции этого движения с сейсмической активностью; относительного движения точек на различных континентах, вертикального перемещения океанического дна и т. п.

Пучки УНК могут быть использованы как для решения реальных геодезических задач, так и для отработки методики измерений (синхронизация, восстановление траекторий с учетом искажений при детектировании и т. п.).

Исследование строения Земли. Проникающая способность нейтрино делает возможным глобальное исследование строения Земли с помощью пучков дальних нейтрино. Наиболее прямым является метод, в котором по поглощению определяется суммарная масса вещества (на единицу площади) вдоль различных хорд земного шара и по этим данным восстанавливается распределение плотности вещества $\rho(x)$ [103, 104]. Метод эффективен при достаточно высоких энергиях, так как относительное изменение потока нейтрино за счет поглощения даже на земном диаметре невелико: $\Delta J/J \simeq 0,06 (E/\text{ТэВ})$.

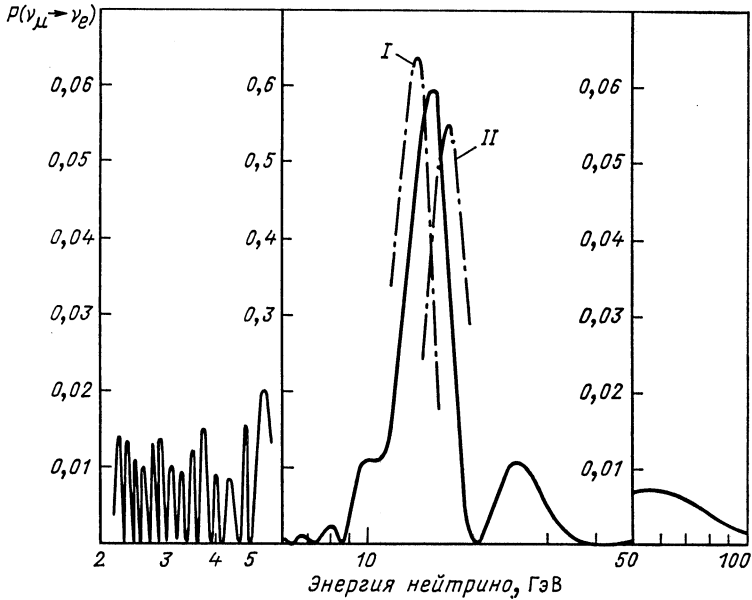


Рис. 34. Вероятность $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ как функция энергии при $\Delta m^2 = 10^{-2} \text{ эВ}^2/\text{с}^4$, $x_0 = 12\,800 \text{ км}$, $\sin^2 2\theta = 10^{-2}$:

для левой и правой частей рисунка масштаб увеличен в 10 раз; штрихпунктирные кривые I и II — соответственно для распределения плотности $\rho'(x) = 1,1 \rho(x)$, $\rho''(x) = 0,9 \rho(x)$

Тем не менее подобные измерения можно провести в пучках УНК, если использовать достаточно большие детекторы (например, подводные черенковские детекторы); при этом $\Delta M/M \simeq 3\%$ может быть достигнута при $s_d \sim 10^4 \text{ м}^2$ за сеанс 1—3 мес. (Более подробные обсуждения таких измерений можно найти в [102, 105, 106].)

Другой предлагаемый метод основан на измерении эффектов осцилляций в веществе и их сильной зависимости от плотности вещества вдоль нейтринного пучка [109, 112].

Как видно из рис. 34, при $\Delta m^2/E_\nu \simeq 0,77 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2/(\text{ГэВ} \cdot \text{с}^4)$ величина P очень чувствительна к изменениям ρ : $P(M) \simeq 0,6$; $P(1,1M) \simeq P(0,9M) \simeq 0,4$. Соответственно относительное изменение числа нейтрино и сопровождающих их мюонов в этом случае будет составлять $(\Delta N_\mu/\bar{N}_\mu) \simeq 0,4$. Важно, чтобы это значение превышало относительную неопределенность потока нейтрино. Требуя, чтобы ΔN_μ превышало статистическую неопределенность $\delta N_\mu \simeq \sqrt{\bar{N}_\mu}$, можно оценить время, необходимое для измерения M с точностью $\delta = \delta M/M$:

$$t(\delta) = \left\{ \frac{d\bar{N}_\mu}{ds dt} s_d \left(\frac{\Delta N_\mu}{\bar{N}_\mu} \right)_\delta^2 \right\}^{-1},$$

где $d\bar{N}_\mu/ds dt$ — плотность потока равновесных мюонов; s_d — площадь детектора. Естественно, что для измерения M в «осцилляционных» экспериментах нужно, чтобы ширина нейтринного спектра была меньше ширины резонансного пика на рис. 28 или 34: $\Delta E_\nu/E_\nu \ll \ll 0,2$. Ширина квазиодноэнергетического пучка нейтрино на УНФ вполне может удовлетворить этим требованиям. Что касается широкополосного нейтринного пучка, то для него изменение M приведет лишь к смещению области энергий нейтрино, в которой имеется заметное уменьшение потока ν_μ ; суммарное же число ν_μ и соответственно мюонов меняется слабо.

Вблизи резонанса ожидаемые эффекты порядка единицы. В то же время при энергиях в сотни гигаэлектрон-вольт поглощение нейтрино составляет лишь доли процента. Поэтому в области энергий УНФ осцилляционный метод измерения M мог бы оказаться по крайней мере в 1000 раз более чувствительным и «быстрым», чем метод поглощения [109].

Другой замечательной особенностью осцилляционного метода является возможность определения линейного распределения плотности вещества вдоль пучка нейтрино [112]. В методе поглощения измеряется лишь суммарная масса M вещества вдоль пути пучка. Поэтому для нахождения профиля распределения плотности Земли $\rho(r)$ необходимо проводить измерения по различным хордам, что чрезвычайно трудно технически, поскольку это требует перемещения детектора и перенацеливания пучка.

Вместо этого в методе осцилляций для нахождения $\rho(r)$ (в предположении сферической симметрии) достаточно провести измерения $P(x)$ вдоль диаметра Земли, варьируя лишь энергию. С точки зрения уравнения Шредингера (9) эта проблема представляет собой аналог обратной задачи рассеяния в квантовой механике при фиксированном орбитальном моменте [112]. Однако прямое использование стандартных методов обратной задачи невозможно для (9), так как эффективный потенциал $V(k, x)$ комплексный и зависит от x .

Рассмотрим наиболее интересный с практической точки зрения случай $\sin 2\theta \ll 1$. Уравнение (9) при $\cos 2\theta \rightarrow 1$ имеет очевидное решение, удовлетворяющее начальным условиям (9')

$$\begin{aligned} \psi_k(x) &\simeq k \sin 2\theta \int_0^x \exp\{i[\bar{\varphi}(x') - \tilde{\varphi}(x)/2]\} dx'; \\ \tilde{\varphi}(x) &= 2 \int_0^x dx' \left(\frac{1}{l(x')} - k \right). \end{aligned} \quad (13)$$

Для рассматриваемого здесь случая прохождения пучка через Землю можно считать, что распределение плотности симметрично относительно центра: $\rho(x) = \rho(D - x)$. Тогда для точки наблю-

дения $x = D$ имеем:

$$\left. \begin{aligned} \psi_h(D) = q \sin 2\theta f(q); \quad f(q) = \int_0^1 \cos[\varphi(\xi) - q\xi] d\xi; \\ q = kD; \quad \varphi(\xi) = \frac{GN_A D}{2\sqrt{2}} \int_0^{\xi} \rho(\xi') d\xi'. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

В данном случае $\psi_h(D)$ вещественна (что не зависит от приближения $\sin^2 2\theta \ll 1$), поэтому если известна вероятность $P_h(D)$, то $\psi_h(D) = \pm \sqrt{P_h(D)}$. Знак перед корнем меняется при каждом переходе функции $P_h(D)$ через нуль. Обратная задача сводится к решению интегрального уравнения (14) и дифференцированию полученной функции $\varphi(\xi)$.

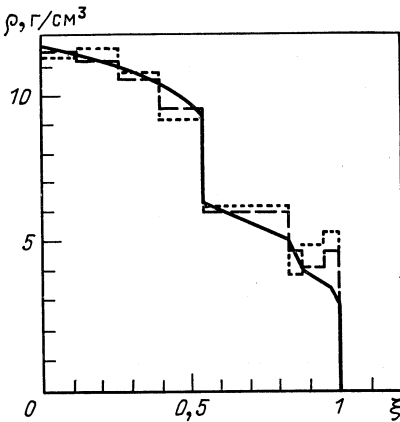
Уравнение (14) имеет вид преобразования Фурье, заданного лишь при $q > 0$ ($0 < E < \infty$). Если бы плотность была постоянной, то $\varphi(\xi) = \varphi(1) \xi$ и

$$f_0(q) = \frac{\sin(q - \varphi(1))}{q - \varphi(1)}.$$

Для случая $\varphi(1) \gg 1$ разумно следующим образом доопределить $f(q)$ при $q < 0$: $f(q < 0) = f_0(q)$. Тогда $f(q) - f_0(q)$ при $q < 0$ обращается в нуль и обратное преобразование Фурье дает

$$\int_0^\infty dq \left[f(q) - \frac{\sin(q - \varphi(1))}{q - \varphi(1)} \right] \sin q\xi = \pi \{ \sin \varphi(\xi) - \sin [\varphi(1) \xi] \}. \quad (15)$$

В работе [112] была проведена численная проверка описанного метода. Для этого в качестве $\rho(x)$ использовалось распределение плотности вдоль диаметра Земли ρ , показанное на рис. 35. При



$\int_0^D \rho(x) dx = 1,04 \cdot 10^{10}$ г/см² параметр $\varphi(1) = 9,35$, что оправдывает используемое выше определение $f(q < 0)$. При $\Delta m^2 = 10^{-2}$ эВ²/c⁴, $\sin^2 2\theta = 10^{-2}$ решалось уравнение (9) (численно) или использовалось решение (13); результаты

Рис. 35. Распределение плотности вдоль диаметра Земли

$[\xi = 2(x - D/2)/D], D = 12\,800$ км: сплошная кривая — исходное распределение плотности; штриховая — восстановленная плотность, $0 < q < 100$; пунктирная — $0 < q < 20$

близки (рис. 36). Полученное $f(q)$ подставлялось в (14), откуда находилась функция $\varphi(\xi)$, а затем дифференцированием определялось $\rho(r)$. Как видно из рис. 35, приближенное решение определяет основные черты искомого распределения.

Выше мы подразумевали, что Δm^2 точно известно. Для проведения обсуждаемых экспериментов по измерению $\rho(r)$ необходимо, чтобы относительная погрешность, с которой известно Δm^2 , была много меньше относительной ширины резонансного пика при $\Delta m^2/E_\nu \sim$

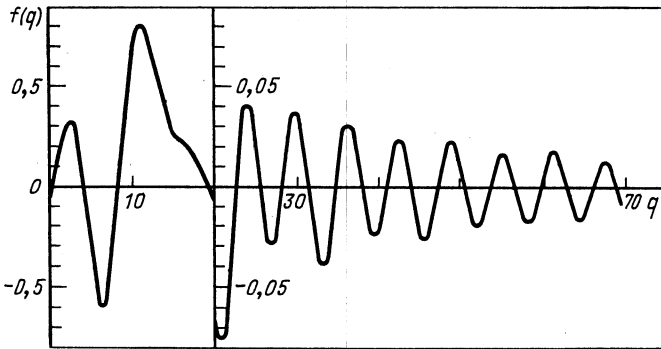


Рис. 36. Функция $f(q)$ (14) для $\Delta m^2 = 10^{-2}$ эВ²/с⁴, $\sin^2 2\theta = 10^{-2}$

$\sim 10^{-3}$ эВ²/(ГэВ·с⁴), т. е. $\delta\Delta m^2/\Delta m^2 \ll 0,2$. Примерно такие же требования на точность определения $\cos 2\theta$: $\delta \cos 2\theta/\cos 2\theta \ll 0,2$.

Точно так же измерение параметров осцилляций Δm^2 , $\sin^2 2\theta$, в свою очередь, требует достаточно хорошего знания ρ . Оценки [109] показывают, что при $\delta M/M \leq 0,2$ возможно измерение Δm^2 с точностью порядка 10 %. Для совместного определения Δm^2 , $\sin^2 2\theta$ и ρ необходима комбинация экспериментов с различными $\Delta m^2/E_\nu$ и ρ , в том числе в приповерхностных слоях Земли, где ρ хорошо известно.

Принципиальное отличие нейтринного зондирования Земли от традиционного сейсмического — возможность модельно независимого определения $\rho(r)$ [102, 107]. Вместе с тем сочетание данных нейтринных и сейсмологических исследований позволит также определить модули сжатия и сдвига и, следовательно, даст информацию о состоянии вещества в глубине Земли. Наконец, совместное использование пучков ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ позволит оценить среднее число протонов и нейтронов в различных областях внутри Земли [104, 102], что важно для определения их элементного состава.

Вторичные изучения пучков дальних нейтрино. а) *Мюоны.* Мюонный поток, генерированный нейтрино в верхних слоях земной коры, может быть использован для поиска месторождений тяжелых руд на глубинах от сотен метров до нескольких километров [102, 105]. Условия поиска зависят от энергии пучка и расстояния исследу-

дуюемого района до ускорителя, которое может составлять сотни и тысячи километров. Сигналом о наличии залежи служит возмущение равновесного потока мюонов, которое является результатом комбинации двух эффектов: избытка нейтронов и увеличения тормозных потерь в веществе с большим атомным номером. Метод может быть усовершенствован посредством измерения спектрального состава мюонов, что позволяет увеличить его чувствительность и дает информацию о глубине залегания (по максимальной энергии мюонов) и толщине слоя (по размытию верхней границы спектра) [122].

Пучки УНК дадут возможность проводить исследования до наибольших глубин (сотни метров при $L \sim 10^3$ км), которые будут носить, по-видимому, методический характер.

б) *Акустический сигнал.* Взаимодействие нейтрино с веществом приводит к выделению энергии в области, через которую проходит нейтринный пучок, и образованию (весьма слабой) акустической волны [102, 105, 123]. Амплитуда волны от одного импульса ускорителя УНК на расстоянии $h \simeq 1$ км от пучка и $L \sim 10^3$ км равна примерно 10^{-10} Па (в диапазоне частот $\sim 1 \div 100$ Гц). Отношение сигнала к сейсмическим шумам очень мало — на уровне 10^{-4} — 10^{-6} . Тем не менее высказывается надежда, что использование специальных методов выделения сигналов и их накопление сделают реальной задачу регистрации акустических сигналов от пучков дальних нейтрино будущих ускорителей. Геофизическое использование (например, для поиска месторождений нефти и газа) основано на том, что акустический сигнал несет информацию о свойствах пород, в которых он генерирован, и пород, через которые он прошел [105].

Пучки УНК дадут возможность проводить методические работы на расстояниях около 10—50 км от ускорителя и глубинах $h \leq 100$ м, где акустический сигнал составляет $\sim 10^{-4}$ Па, что примерно соответствует уровню сейсмических шумов.

Своеобразные эффекты могут возникать при взаимодействии нейтринных пучков с сейсмически активной средой (САС), для которой нейтринные взаимодействия могут играть роль «спускового механизма», приводящего к высвобождению упругой энергии, запасенной в САС [107, 124]. В этом случае акустический отклик может превышать термоакустический сигнал на много порядков. В перспективе это может быть использовано как для разведки ископаемых, так и для исследования сейсмической активности. Если, как предполагается, САС распространена и в асейсмических районах, этот механизм может быть исследован на пучках УНК.

в) *Электромагнитное излучение в грунте и атмосфере.* В ряде задач с «дальними» нейтрино для регистрации нейтринного пучка может оказаться полезным электромагнитное излучение (в оптическом или радиодиапазонах), генерируемое каскадами от нейтринных взаимодействий [102, 107, 125].

Мощность радиоизлучения в грунте от одного импульса УНК очень мала — порядка 10^{-14} Вт в диапазоне длин волн $\lambda \sim \Delta\lambda \sim$

~ 10 км; угол излучения ~ 1 рад. В сантиметровом диапазоне мощность излучения возрастает на 4—6 порядков, но такие волны сильно поглощаются в грунте.

Радиоизлучение нейтринных пучков в атмосфере имеет мощность на 3—4 порядка ниже, чем в грунте, и направлено в основном вперед [126].

Черенковское излучение в оптическом диапазоне в атмосфере [126, 127] оказывается достаточно интенсивным для пучков УНК и может быть зарегистрировано (при соответствующих фоновых условиях), например, с помощью ФЭУ, снабженных отражателем диаметром порядка ~ 1 м. Исследования по регистрации оптического излучения от пучков дальних нейтрино УНК могут производиться со спутников, аэростатов, самолетов и с поверхности Земли. Они могут служить для методической подготовки проектов типа ШАЛОН [127], имеющих целью регистрацию природных нейтрино.

Завершая этот раздел, посвященный возможным исследованиям с дальними нейтрино, мы хотели бы заметить, что предлагаемая в настоящее время программа работ может быть не слишком широка. Однако следует иметь в виду, что обсуждение проблематики дальних нейтрино началось сравнительно недавно и пока лишено стимулирующего воздействия реальных экспериментов с дальними нейтрино. Можно надеяться, что по мере развития работ в этом направлении появится много новых интересных фундаментальных задач и практических приложений, о которых мы в настоящее время и не догадываемся.

На первом этапе, после ввода в строй УНК, наиболее важной задачей могло бы стать освоение техники дальних нейтрино — создание нейтринного канала, системы перенацеливания пучка, временных привязок, детекторов и получение первого опыта работы с дальними нейтрино. В дальнейшем программа могла бы сочетать работы по фундаментальным и прикладным направлениям, которые, взаимно обогащая и поддерживая друг друга, одновременно стимулировали бы развитие сопутствующей техники и технологии.

Можно не сомневаться, что рано или поздно пучки дальних нейтрино будут освоены. Проведение работ с дальними нейтрино на УНК могло бы стать первым шагом в этом направлении.

5. ЗАМЕЧАНИЯ О ВОЗМОЖНОСТИ НЕЙТРИННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ НА УНК В РЕЖИМЕ КОЛЛАЙДЕРА

В заключение оценим возможность проведения нейтринных экспериментов на ускорителе УНК, работающем в режиме коллайдера. При несомненном достоинстве коллайдеров — большой энергии столкновения, их недостатком является отсутствие вторичных, в том числе лептонных, пучков, что существенно обедняет возможности экспериментальных исследований. Недавно в работе [128] было обращено внимание на то, что на мультитэвных коллайдерах этот недостаток,

по крайней мере частично, может быть компенсирован за счет использования энергичных и хорошо коллимированных пучков прямых лептонов, которые генерируются в местах встречи pp -пучков. Роль прямых нейтрино в формировании нейтринных пучков ускорителей высоких энергий уже отмечалась в работе [129]. Преимущество прямых нейтрино по сравнению с обычными нейтрино от распадов π - и K -мезонов при высоких энергиях основано на значительной разнице длин распада обычных адронов и очарованных частиц. Типичная длина распада последних при массе $m_c \simeq 2 \text{ ГэВ}/c^2$ и времени жизни $\tau_c \simeq 5 \cdot 10^{-13} \text{ с}$ при энергиях УНК составляет *

$$l_c = \gamma c \tau_c \simeq 4,5 [5/(n+2)] E_p,$$

т. е. при $n = 1 \div 5$ $l_c \simeq 3 \div 10 \text{ см}$. В то же время распадная длина пионов (в км)

$$l_\pi = \gamma c \tau_\pi \simeq 28 [6/(n_\pi + 2)] E_p$$

при $n_\pi = 4$ равна 28 км. Поэтому при $\sigma_c/\sigma_{\text{tot}} \simeq 0,1$ и длине прямолинейного промежутка pp -коллайдера порядка сотни метров отношение числа лептонов от распада пионов и очарованных частиц составляет $\sim 1/10$, а при меньших длинах прямая генерация полностью преобладает. Среднюю энергию прямых нейтрино можно оценить по формуле $\langle E_l \rangle = E_p/(3n+6)$. Однако более аккуратные расчеты по методу Монте-Карло [128] дают несколько меньшее (на $\sim 15\%$) значение $\langle E_\nu \rangle$, что учтено в табл. 5.

Таблица 5. Средняя энергия, ТэВ, прямых нейтрино

$D \rightarrow \nu_\mu, \nu_e$ $\bar{D} \rightarrow \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_e$ ($n = 2$)	$\Lambda_c \rightarrow \nu_\mu, \nu_e$ ($n = 0,5$)	$F^+ \rightarrow \tau^+ \rightarrow \bar{\nu}_\tau$ $F^- \rightarrow \tau^- \rightarrow \nu_\tau$ ($n = 2$)	$F^+ \rightarrow \nu_\tau$ $F^- \rightarrow \bar{\nu}_\tau$ ($n = 2$)
0,23	0,37	0,24	0,07

Поток лептонов можно найти по формуле [128]:

$$\Phi_e = \Phi_0 \frac{\sigma(C)}{\sigma_c} BR(C \rightarrow l),$$

где

$$\Phi_0 = \frac{1}{2} L \sigma_{\text{tot}} \frac{\sigma_e}{\sigma_{\text{tot}}};$$

L — светимость коллайдера (для УНК принимаем $L = 10^{33} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$). Для остальных величин: σ_{tot} — полное сечение pp -взаимодействия, σ_c — полное сечение рождения очарованных частиц, $\sigma(C)$ — сечение

* Если спектр очарованных частиц $dN/dx \sim (1-x)^n$, то их средняя энергия $\langle E_c \rangle \simeq E_p/(n+2)$, где E_p — энергия первичных протонов в лабораторной системе.

рождения очарованных частиц определенного сорта ($D, \bar{D}, \Lambda_c, F^\pm$), BR — распадный брэнчинг — используем значения из работы [128]. В частности, $\sigma_{\text{tot}} = 38,3 + 0,5 \ln^2 (S/116 \text{ ГэВ}^2)$ и для УНК $\sigma_{\text{tot}} \simeq 118,24 \cdot 10^{27} \text{ см}^2$. Полагая $\sigma_c/\sigma_{\text{tot}} = 0,1$, получаем

$$\Phi_0 = 5,9 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}.$$

Число нейтринных взаимодействий за время T в детекторе длиной l с поперечными размерами, большими ширины пучка [угловая расходимость лептонного пучка 2 мрад ($3 \text{ ТэВ}/E_p$)], и плотностью ρ вещества равно

$$N = \rho N_A \cdot 10^{-35} \text{ см}^2 \langle E_\nu \rangle \Phi_\nu l T$$

($N_A = 6 \cdot 10^{23}$ ядер/г — число Авогадро). Принимая $T = 10^7$ с (год), $l = 25$ м и $\rho = 5$ г/см³, получаем

$$N \simeq 0,375 \langle E_\nu \rangle \Phi_\nu.$$

В табл. 6 приведены результаты оценок для УНК [130] числа событий в детекторе, вызванных прямыми нейтрино от различных

Таблица 6. Число взаимодействий в год от прямых нейтрино на УНК, ЛНС и SSC

Ускори- тель	ν_e от D (ν_μ от D)	$\bar{\nu}_e$ от \bar{D} ($\bar{\nu}_\mu$ от \bar{D})	ν_e от F^+ (ν_μ от F^+)	$\bar{\nu}_e$ от F^- ($\bar{\nu}_\mu$ от F^-)	ν_e от Λ_c (ν_μ от Λ_c)	Полное число взаимо- действий	Число взаимо- действий в <i>beam-dump</i>
УНК	$2,6 \cdot 10^4$	$1,4 \cdot 10^4$	$1,9 \cdot 10^4$	$1,0 \cdot 10^4$	$1,9 \cdot 10^4$	$1,8 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^5$
ЛНС	$8,4 \cdot 10^4$	$4,6 \cdot 10^4$	$6,3 \cdot 10^4$	$3,5 \cdot 10^4$	$6,7 \cdot 10^4$	$6,0 \cdot 10^5$	$1,7 \cdot 10^6$
SSC	$2,5 \cdot 10^5$	$1,4 \cdot 10^5$	$1,9 \cdot 10^5$	$1,0 \cdot 10^5$	$2,0 \cdot 10^5$	$1,8 \cdot 10^6$	$1,7 \cdot 10^7$

распадов. Там же для сравнения даны аналогичные результаты [128] для коллайдеров ЛНС ($8 \text{ ТэВ} \times 8 \text{ ТэВ}$) и SSC ($20 \text{ ТэВ} \times 20 \text{ ТэВ}$) при той же светимости.

В последнем столбце табл. 6 приведены оценки для числа нейтринных взаимодействий в экспериментах типа *beam-dump*, которые могут быть проведены при «заглушивании» пучка. При этом [128]:

$$\Phi_l(bd)/\Phi_l = \frac{365d}{\pi 10^7 \text{ с}} N_p \left(\frac{\sigma_c}{\sigma_{\text{tot}}} \right)_{bd} \frac{1}{\Phi_0},$$

где N_p — полное число протонов, сбрасываемых на мишень, а d — количество сбросов за сутки. Принимая для УНК число протонов в кольце $N_p = 2,5 \cdot 10^{13}$, $d = 3$ и отношение $(\sigma_c/\sigma_{\text{tot}})_{bd} \simeq 0,015$ при $E_p = 3 \text{ ТэВ}$, получаем

$$\Phi_l(bd)/\Phi_e \simeq 2,2 (d/3) (N_p/2,5 \cdot 10^{13}).$$

Приведем еще оценку основного «фона» — числа жестких мюонов, рождаемых на один выведенный банч ускорителя (принимая для

УНК число банчей $N_B = 110$):

$$N_\mu = \frac{N_p}{N_B} \left(\frac{\sigma_c}{\sigma_{\text{tot}}} \right)_{bd} \langle BR(c \rightarrow \mu) \rangle \simeq 3,4 \cdot 10^8.$$

Приведенные выше оценки показывают, что имеется принципиальная возможность для проведения на УНК-коллайдере нейтринных экспериментов с разумной статистикой $\sim 10^5$ событий в год при энергиях, недоступных существующим ускорителям со стационарными мишенями.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Балдин А. М. // ЭЧАЯ. 1977. Т. 8. Вып. 3. С. 429—477; **Leksins G. A.** // Proc. 18-th Intern. Conf. on High Energy Phys., Tbilisi, 1976. P. AG-3—AG-5. Published by JINR, Dubna, 1977.
2. Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л. // ЭЧАЯ. 1980. Т. II. Вып. 3. С. 571—629.
3. **Guy J., Saitta B., Van G. Apeldoorn e.a.** // Z. Phys. 1987. Vol. C36. P. 337—348.
4. **Ashman J., Badelek B., Baum G. e.a.** // Phys. Lett. 1988. Vol. B202. P. 603—608.
5. **Nikolaev N. N., Zakharov V. I.** // Phys. Lett. 1975. Vol. B55. P. 397—399; **Николаев Н. Н., Захаров В. И.** // ЯФ. 1975. Т. 21. С. 434—445.
6. **Berger E. L., Qiu J.** // Phys. Lett. 1988. Vol. B206. P. 144—195.
7. **Jaffe R. L.** // Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 50. P. 228—231; **Efremov A. V., Bondarchenko E. A.** Preprint JINR E2-84-124. Dubna, 1984.
8. **Close F. E., Roberts R. G., Ross R. G.** // Phys. Lett. 1986. Vol. B168. P. 400—404.
9. **Kitagaki T., Tanaka S., Yamaguchi A. e.a.** // Phys. Lett. 1988. Vol. B214. P. 281—285.
10. **Зотов Н. П., Салеев В. А., Царев В. А.** // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. С. 200—203.
11. **Голубятникова Е. С., Калинин Б. Н., Шмонин В. Л.** Препринт ОИЯИ P2-86-182, P2-86-183. Дубна, 1986.
12. **Зотов Н. П., Салеев В. А., Царев В. А.** // ЯФ. 1987. Т. 45. С. 561—568.
13. **Efremenko V. I., Fedotov A. V., Gorichev P. A. e.a.** // Phys. Rev. 1980. Vol. D22. P. 2581—2584; **Berge J. P., Bogert D., Endfort R. e.a.** // Phys. Rev. 1978. Vol. D18. P. 1367—1369.
14. **Аммосов В. В., Баранов Д. С., Гробиш А. А. и др.** // ЯФ. 1986. Т. 43. С. 1186—1194.
15. **Канчели О. В.** // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 18. С. 465—469.
16. **Теплицкий И. Я.** Препринт ЛИЯФ № 1078. Л., 1985.
17. **Баранов Д. С., Ермолаев В. И., Иванюков А. Я. и др.** // ЯФ. 1984. Т. 40. С. 1454—1459.
18. **Шабельский Ю. М.** // Труды XII Зимней школы ЛИЯФ, 1978. Т. I. С. 90—127; **Вайсенберг А. О., Лелихин Ю. Б., Смирнитский В. А. и др.** // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 29. С. 719—723; **Словинский Б., Томашевич А., Мулас Э., Чай В.** // ЯФ. 1979. Т. 30. С. 173—177; **Шабельский Ю. М., Юлдашев Б. С.** // ЯФ. 1986. Т. 31. С. 1646—1655.
19. **Елисеев С. М., Юлдашев Б. С.** Препринт ОИЯИ P2-82-323. Дубна, 1983.
20. **Nikolaev N. N.** // Z. Phys. C. 1980. Vol. 5, N 4. P. 291—297; **Волошин С. А., Никитин Ю. П., Порфиоров П. И.** // ЯФ. 1979. Т. 31. С. 762—775.
21. **Antreasyan D., Cronin J. W., Frisch H. J. e.a.** // Phys. Rev. 1979. Vol. D19. P. 764—778.
22. **Lev M., Peterson B.** // Z. Phys. 1983. Vol. C21. P. 155—161.
23. **Sukhatme V., Wiik G.** // Phys. Rev. 1982. Vol. D25. P. 1978—1981.

24. Gomez R., Dauwe L., Haggerty H. e.a.//Phys. Rev., 1987. Vol. D35, N9. P. 2736—2746.
25. Nilles H. P.//Phys. Rep. 1984. Vol. 110, N 1, 2. P. 1—162; Haber H. E., Kane G. L.//Phys. Rep. 1985. Vol. 117. P. 75—263; Ibanez L. E., Ross G. G.//Phys. Lett. 1982. Vol. B110. P. 215—220.
26. Dimopoulos S., Ellis J.//Nucl. Phys. 1981. Vol. B182. P. 505—528; Ross G. G.//Intern. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energy, Hamburg 27—31 July 1987/Ed. by W. Bartel, R. Rücke, North-Holland, 1987. P. 743—778.
27. Fayet P. Unification of the fundamental particle interactions/Ed. by S. Ferrara, J. Ellis, P. van Nieuwenhuizen. New York: Plenum Press Inc., 1980. P. 587.
28. Ellis J., Hagelin J. S., Nanopoulos D. V. e.a.//Nucl. Phys. 1984. Vol. B24. P. 453—476.
29. Ellis J., Pauss F. Preprint CERN TH 4992/88, 1988.
30. Ibanez L. E.//Phys. Lett. 1984. Vol. 137B. P. 160—164.
31. Devlin T.//Proc. XXIV Intern. Conf. on High Energy Physics. Munich, August 4—10, 1988. Berlin; Springer, 1989. P. 1459—1466.
32. Beherend H.-J., Burger J., Criegee L. e.a.//Z. Phys. 1987. Vol. C35. P. 181—201.
33. Gell-Mann M., Ramoud P., Slansky R.//Supergravity/Eds. P. van Nieuwenhuizen, D. Freedman, North-Holland, 1979. P. 186; Mohapatra R. N., Senjanovic G.//Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 44. P. 912—915.
34. Davidon A., Wali K.//Phys. Lett. 1981. Vol. 98B, N3. P. 183—187; Parantonopoulos E., Zoupanos G.//Phys. Lett. 1982. Vol. 110B, N6. P. 465—470; Bagger J., Dimopoulos S., Masso E., Reno M. H.//Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 54, N 20. P. 2199—2202; Nucl. Phys. 1985. Vol. B258, N 3, 4. P. 565—600.
35. Исаев П. С., Коваленко С. Г.//Материалы VIII Рабочего совещания по нейтринному детектору ИФВЭ-ОИЯИ Д1,2,13-88-90. Дубна, 1988. С. 135—150.
36. Gronau M., Leung C. N., Rosner J. L.//Phys. Rev. 1984. Vol. D29, N11. P. 2539—2558.
37. Бунятов С. А., Денисов О. Ю., Курбатов В. С., Осипов А. А.//Материалы VII Рабочего совещания по нейтринному детектору ИФВЭ-ОИЯИ, P1,2,13-86-508, Дубна. 1986. С. 5—13.
38. Dorenbosch J., Allaby J. V., Amaldi e.a.//Phys. Lett. 1986. Vol. 166B. P. 473—478.
39. Петков С. Т.//ЯФ. 1977. Т. 25. С. 641—646; Поправка: ЯФ. 1977. Т. 25. С. 1336. Пальги Л.//Материалы VII Рабочего совещания по нейтринному детектору ИФВЭ-ОИЯИ, P1,2,13-86-508. Дубна, 1986. С. 14—16.
40. Nieves J. F.//Phys. Rev. 1983. Vol. D28. P. 1664—1670.
41. Ghosh R. K.//Phys. Rev. 1984. Vol. D29. P. 493—501.
42. Lee B. W., Shrock R. E.//Phys. Rev. 1977. Vol. D16. P. 1444—1473; Marciano W. J., Sanda A. J.//Phys. Lett. 1977. Vol. 67B. P. 303—305.
43. Pal B., Wolfenstein L.//Phys. Rev. 1982. Vol. D25. P. 766—773; Nieves J.//Phys. Rev. 1982. Vol. D26. P. 3152—3158.
44. Glashow S. L., Iliopoulos J., Maiani L.//Phys. Rev. 1970. Vol. D2, N7. P. 1285—1292.
45. Денисов О. Ю., Курбатов В. С.//Материалы VII Рабочего совещания по нейтринному детектору ИФВЭ-ОИЯИ P1,2,13-86-508. Дубна, 1986. С. 23—26.
46. Shrock R. E.//Phys. Rev. 1981. Vol. D24. P. 1232—1309.
47. Bernardi G., Carugno G., Chauvean J. e.a.//Phys. Lett. 1986. Vol. 266B. P. 479—483.
48. Eichler R.//Intern. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Hamburg, 27—31 July 1987/Ed. by W. Bartel, R. Rücke, North-Holland, 1987. P. 389—416.
49. Bergsma F., Dorenbosch J., Jonner M. e.a.//Phys. Lett. 1983. Vol. 128B. P. 361—366.
50. Cooper-Sarkar A. M., Haywood S. J., Parker M. A. e.a.//Phys. Lett. 1985. Vol. 160B. P. 207—211.

51. Блюмлейн И., Вальтер М., Шпиринг К.//Материалы VIII Рабочего совещания по нейтринному детектору ИФВЭ-ОИЯИ Д1,2,13-88-90. Дубна, 1988. С. 6—9.
52. Neutrino 86. Proc. of the 12th Intern. Conf. on neutrino physics and astrophysics, SENDAI, JUNE 3—8, 1986/Ed. T. Kitagaki, H. Yuta, World Scientific, Singapore, 1986.
53. Proc. of the 6-th Moriond workshop Massive Neutrinos in Astrophysics and in Particle Physics/Ed. by O. Fackler, J. Tran, Thanh Van, Editions Frontieres, 1986.
54. Исаев П. С., Златев И. С. Препринт ОИЯИ Д2-81-287. Дубна, 1981.
55. Steigman G., Olive K. A., Schramm D. N., Turner M. S.//Phys. Lett. 1986. Vol. B176, N1,2. P. 33—38; Ellis J., Enqvist K., Nanopoulos D. V., Sarkar S.//Phys. Lett. 1986. Vol. B16, N4, P. 457—463.
56. Ellis J., Olive K.//Phys. Lett. 1987. Vol. 193B. P. 525—529; Davier M.//Proc. 23 Intern. Conf. on High Energy. Physics, Berkeley, 1986/Ed. S. C. Loken. World Scientific, Singapore, 1987. P. 25.
57. Gronau M., Leung C. N., Rosner J. L.//Phys. Rev. 1984. Vol. D29. P. 2539—2558.
58. Barger V., Phillips R. J. N.//Phys. Lett. 1987. Vol. B189. P. 473—475.
59. Ellis J., Pauss F. Preprint CERN TH 4992/88, March 1988.
60. Albair C., Albrow M. G., Allkofer O. C. e.a.//Phys. Lett. 1987. Vol. B185. P. 241—248.
61. Mohammadi M. Thesis University of Michigan, Madison, 1987.
62. Chanowitz M. S. Preprint LBL-24878, February, 1988.
63. Amaldi U., Rohin A., Durkin L. S. e.a.//Phys. Rev. 1987. Vol. D36. P. 1385—1407.
64. Komamiya S.//Proc. of the 1985 Intern. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energy, August 19—24. 1985. Kyoto. P. 612—661.
65. Behrends S. e.a.//Cornell preprint CLNS 87/83, July, 1987.
66. Lee B. W., Quigg C., Thacker H. B.//Phys. Rev. 1977. Vol. D16. P. 1519—1531.
67. Drees M., Klück M., Grassie W.//Phys. Lett. 1985. Vol. 159B. P. 118—120; Reya E.//Phys. Rev. 1986. Vol. D33. P. 773—776.
68. Athanasu G. G., Franzini P. J., Gilman F. J.//Phys. Rev. 1985. Vol. D32. P. 3010—3019.
69. Berends H. J., Bürger J., Criegee L. e.a.//Phys. Lett. 1987. Vol. 193B. P. 376—382.
70. Wu S. L.//Intern. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Hamburg, 27—31 July 1987/Ed. by W. Bartel, R. Rücke, North-Holland, 1987. P. 39—137.
71. Georgi H., Glashow S. L., Machacek M., Nanopoulos D. L.//Phys. Rev. Lett. 1978. Vol. 40. P. 692—694.
72. Иванов Ю. П., Рождественский А. М.//Материалы III Рабочего совещания по нейтринному детектору ИФВЭ-ОИЯИ, P1,2,13-83-81, Дубна, 1983. С. 120—137.
73. Panman J.//Proc. of the 1987 Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Hamburg, 27—31 July 1987/Ed. by W. Bartel, R. Rücke, North-Holland, 1987. P. 553—581.
74. Albright C. H., Smith J., Vermaseren J. A. M.//Phys. Rev. 1978. Vol. D18, N1. P. 108—122.
75. Niebergall F.//Proc. of Intern. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino 82), 14—19 June 1982, Balatonfured, Hungary/Ed. A. Frenkel, L. Jenik, Budapest, 1982, N2. P. 62—89.
76. Pati J. C., Salam A.//Phys. Rev. Lett. 1973. Vol. 31. P. 661—664; Phys. Rev. 1974. Vol. D10. P. 275—289.
77. Jodidio A., Balke B., Carr J. e.a.//Phys. Rev. 1986. Vol. D34, N 7. P. 1967—1990.
78. Carr J., Gidal G., Gobbi B. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 51. P. 627—630.

79. Langacker P., Robinett R. A., Rosner J. L.//Phys. Rev. 1984. Vol. D30. P. 1470—1487.
80. Durkin L. S., Langacker P.//Phys. Lett. 1986. Vol. 166B. P. 436—441.
81. Bednyakov V. A., Kovalenko S. G.//Phys. Lett. 1988. Vol. 214B. P. 640—645; Бедняков В. А., Коваленко С. Г.//ЯФ. 1989. Т. 49. Вып. 3. С. 866—875.
82. Eichten E., Hinchliffe I., Zane K., Quigg C.//Rev. Mod. Phys. 1984. Vol. 56. P. 579—648.
83. Ansari R., Bagnaia P., Banner M. e.a.//Phys. Lett. 1987. Vol. B195. P. 613—622.
84. Arnison G., Albrow M. G., Allkofer O. C. e.a.//Europhys. Lett. 1986. Vol. 1. P. 327—345.
85. Hearty C., Rothberg J. E., Youg K. K. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 58. P. 1711—1714.
86. Ford W. T., Qi N., Read A. L. e.a.//Phys. Rev. 1986. Vol. D33. P. 3472—3475.
87. Gladney L., Hollenbeek R. J., LeClaire B. W. e.a.//Phys. Rev. 1983. Vol. 51. P. 2253—2256.
88. Naroska B.//Phys. Rep. 1987. Vol. 148, N2,3. P. 67—215.
89. MARK-I. Collaboration. Contribution paper to 1987 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Hamburg, 27—31 July 1987/Ed. by W. Bartel, R. Rucke, North-Holland, 1987.
90. Brandelik R., Braunschweig W., Gather K. e.a.//Phys. Lett. 1982. Vol. 117B. P. 365—371.
91. Понтекорво Б. М.//ЖЭТФ. 1957. Т. 33. Вып. 218. С. 549—551; Биленький С. М., Понтекорво Б. М.//УФН. 1977. Т. 123. Вып. 2. С. 181—223.
92. Биленький С. М.//ЭЧАЯ. 1987. Т. 18, Вып. 3. С. 449—502.
93. Bilenky S. M., Petcov S. T.//Rev. Mod. Phys. 1987. Vol. 59, N3. P. 671—754.
94. Okun L. B. «Neutrino 88» Conference. Boston, MA, June 5—12, 1988.
95. Чакаурели Д. Л.//Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32. Вып. 11. С. 684—686.
96. Бережiani З. Г., Чакаурели Д. Л.//Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 37. С. 285—288.
97. Bereziani Z. G., Chkareuli J. L.//Proc. of the Workshop on Experimental Program at UNK, Protvino, 1987. P. 91—97.
98. Wolfenstein L.//Phys. Rev. 1978. Vol. D17, N9. P. 2369—2374.
99. Михеев С. П., Смирнов А. Ю.//УФН. 1987. Т. 153. Вып. I. С. 3—58.
100. Денисов С. П., Жигунов В. П., Мухин С. А. и др.//Материалы Рабочего совещания «Физические исследования на УНК ИФВЭ». Протвино, 1982. С. 167.
101. Царев В. А. Материалы Рабочего совещания по программе экспериментальных исследований на УНК. Протвино. 1987. С. 118—143.
102. Царев В. А., Чечин В. А.//ЭЧАЯ. 1986. Т. 17. Вып. 3. С. 389—432.
103. Волкова Л. В., Зацепин Г. Т.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1974. Т. 38, № 5. С. 1060—1063.
104. Недялков И. П. Препринты ОИЯИ 18-81-189. Дубна, 1981; P2-81-645. Дубна, 1981.
105. Rujula A. De, Glashow S. L., Wilson R. R. e.a.//Phys. Repts. 1983. Vol. 99. P. 341—396.
106. Volkova L. V.//Nuovo cimento. 1985. Vol. 86. P. 552—578.
107. Царев В. А., Чечин В. А.//Физика Земли. 1986. Т. 9. С. 81—91.
108. Баранов Д. С., Волков Б. С., Герштейн С. С. и др. Препринт ИФВЭ 83-87, 1983.
109. Царев В. А.//КСФ. 1985. Т. 11. С. 48—52; Ермилова В. К., Царев В. А., Чечин В. А. Препринты ФИАН № 45, 1986; № 218, 1988; Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. С. 353.
110. Krastev P. I., Petcov S. T.//Phys. Lett. 1988. Vol. B205, N1. P. 84—92.
111. Kuo T. K., Pantaleone J. Purude preprint PURD-TH-87-12, 1987.
112. Ермилова В. К., Царев В. А., Чечин В. А.//КСФ. 1988. Т. 3. С. 38—42.
113. Barger V., Whisnant K., Phillips R. J. N.//Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 45, N26. P. 2084—2088. Phys. Rev. 1981. Vol. D23, N11. P. 2773—2775.

114. **Жарков В. Н.** Внутреннее строение Земли и планет. М.: Наука, 1983.
115. **Гогитидзе Н. З., Царев В. А., Чечин В. А.** Препринты ФИАН № 94, 1984; № 216, 1988; № 225, 1988; **Gogitidze N. Z. e.a.**//Nucl. Instrum. and Methods. 1986. Vol. A248. P. 186—189.
116. **Bilenki S. M., Hosek J., Petcov S. T.**//Phys. Lett. 1980. Vol. 94B, N4. P. 495—498.
117. **Langacker P., Petcov S. T., Steigman G., Toshev S.**//Nucl. Phys. 1987. Vol. B282, N3,4. P. 589—609.
118. **Berezhiani Z. G., Vysotsky M. I.**//Phys. Lett. 1987. Vol. 119, N2. P. 281—285.
119. **Gelmini G. V., Roncadelli M.**//Phys. Lett. 1981. Vol. 99, N5. P. 411—415.
120. **Коломеец Е. В., Мурзин В. С., Альберс Дж. и др.** Эксперимент Батисс//Тр. Первой Всесоюзной конференции «Исследование мюонов и нейтрино в больших водных объемах». Алма-Ата, 1983. Каз. ГУ, 1983. С. 16—24.
121. **Böstrom R. e.a.**//Proc. XVI ICRC, Kyoto, 1976. Vol. 10. P. 266—269.
122. **Салеев В. А., Царев В. А., Чечин В. А.**//КСФ. 1985. Т. 7. С. 49—52.
123. **Аскарьян Г. А.**//Атомная энергия. 1957. Т. 3. Вып. 8. С. 152—153.
124. **Хаврошкин О. Б., Царев В. А., Цыплаков В. В., Чечин В. А.**//КСФ. 1985. Т. 10. С. 26—30; Препринт ФИАН № 167, 1985.
125. **Аскарьян Г. А.**//ЖЭТФ. 1961. Т. 41. С. 616—618; 1965. Т. 48. С. 985—990; Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39, № 7. С. 334—336.
126. **Царев В. А., Чечин В. А.** Препринты ФИАН № 248, 1984; № 87, 1985.
127. **Никольский С. И., Царев В. А.**//КСФ. 1984. Т. 1. С. 57—60.
128. **De Rujula A., Ruckl R.**//Proc. Workshop on the feasibility of Hadron Colliders in the LEP Tunnel. Luasanne and CERN, March 1984.
129. **Зотов Н. П., Салеев В. А., Царев В. А., Чечин В. А.**//Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39. Вып. 2. С. 81—83.
130. **Зотов Н. П., Царев В. А.**//КСФ. 1987. Т. 12. С. 19—22.