

# ФИЗИКА

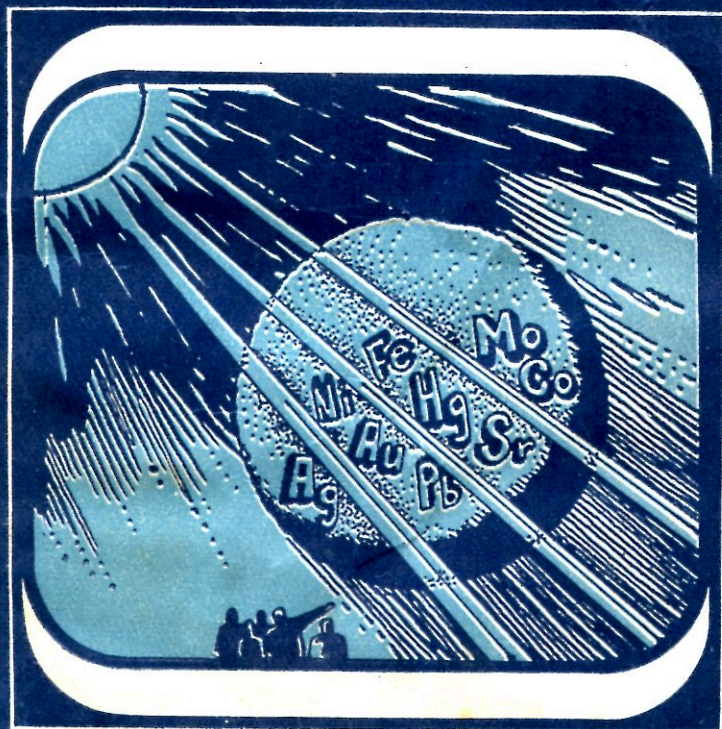
ПОДПИСНАЯ НАУЧНО-ПОПУЛЯРНАЯ СЕРИЯ



1985:12

В. А. Царев  
В. А. Чечин

## НЕЙТРИНО ДЛЯ ГЕОФИЗИКИ



### ЗНАНИЕ

НОВОЕ В ЖИЗНИ, НАУКЕ, ТЕХНИКЕ

*Серия "Физика"*  
*Садочникова*  
НОВОЕ В ЖИЗНИ, НАУКЕ, ТЕХНИКЕ

ПОДПИСНАЯ НАУЧНО-ПОПУЛЯРНАЯ СЕРИЯ

## ФИЗИКА

12/1985

Издается ежемесячно с 1967 г.

В. А. Царев,  
В. А. Чечин

## НЕЙТРИНО ДЛЯ ГЕОФИЗИКИ

Издательство «Знание» Москва 1985



ББК 26.2  
Ц 18

Авторы: Владимир Александрович ЦАРЕВ — доктор физико-математических наук, заведующий лабораторией Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР; Валерий Андреевич ЧЕЧИН — кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР.

Рецензенты: Б. М. Болотовский — доктор физико-математических наук; А. В. Николаев — доктор физико-математических наук.

---

### СОДЕРЖАНИЕ

Введение . . . . .	3
Глава I. Кое-что о «призраках» . . . . .	7
Глава II. Нейтринные пучки: получение и взаимодействие с веществом . . . . .	18
Глава III. Нейтринная геофизика . . . . .	31
Заключение . . . . .	62
Литература . . . . .	64

---

Царев В. А., Чечин В. А.

Ц 18 Нейтрино для геофизики. — М.: Знание, 1985. — 64 с. — (Новое в жизни, науке, технике. Сер. «Физика»; № 12).  
11 к.

В настоящей брошюре рассмотрена новая область, где достижения физики высоких энергий прямо и очень эффективно могут быть использованы как в народнохозяйственной практике, так и в фундаментальных научных исследованиях. Речь идет о применении пучков нейтрино высоких энергий для исследования строения Земли и поиска полезных ископаемых.

Брошюра рассчитана на читателей, интересующихся достижениями современной физики.

1903010000

ББК 26.2  
551.4

## ВВЕДЕНИЕ

Физика элементарных частиц возникла как естественное продолжение атомной и ядерной физики в область меньших пространственных масштабов. Продвижение в глубины строения вещества стало возможным прежде всего благодаря переходу к большим энергиям частиц, энергиям, которые необходимы для рождения и исследования свойств элементарных частиц. С этим обстоятельством связан тот факт, что термин «физика высоких энергий» часто употребляется как синоним для обозначения физики элементарных частиц, хотя, конечно, эти понятия не сводятся целиком друг к другу.

В отличие от своих предшественников, достижения которых уже нашли широчайшее применение в человеческой практике, физика элементарных частиц до недавнего времени оставалась чисто фундаментальной наукой, исследующей глубинное строение материи и оказывающей свое влияние на научно-технический прогресс лишь косвенно, давая мощный импульс развитию вычислительной техники и автоматики, радиотехники и радиоэлектроники, вакуумной и криогенной техники, технологии сверхпроводимости и т. п.

Однако в последние годы, по мере того как строительство все более мощных ускорителей открывает возможность продвижения переднего фронта исследований по физике частиц в область все более высоких энергий, «тылы», т. е. уже освоенные области более низких энергий, становятся плацдармом для развертывания исследований в других областях науки и прикладных исследований. Ускорители, первоначально вызванные к жизни потребностями чисто фундаментальных исследований по физике частиц, в настоящее время стали находить все более широкое применение в исследованиях по



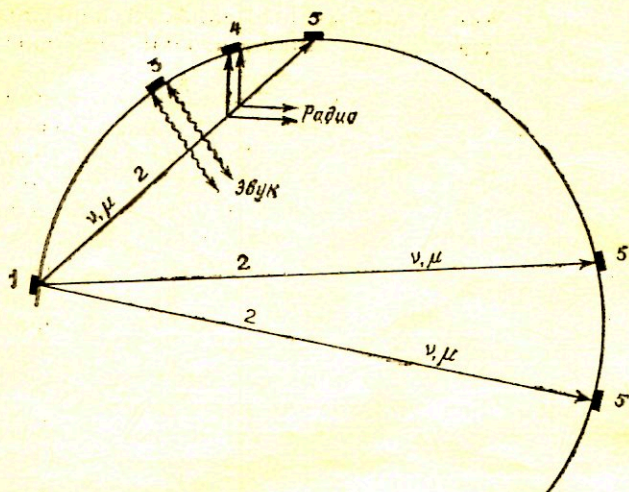


Рис. 1. Схема использования нейтринных пучков для геофизических исследований: 1 — источник нейтринного пучка, ускоритель; 2 — пучки нейтринно; 3 — геофоны; 4 — приемники радионизлучения; 5 — детекторы мюонов

физике твердого тела, биологии, химии, медицине. Они с успехом используются для анализа редких руд, дефектоскопии, в радиационных технологических процессах. Как правило, это ускорители малых энергий порядка нескольких мегаэлектронвольт\* типа бетатронов, линейных ускорителей, микротронов, хотя в последнее время в медицине, биологии, физике твердого тела и в других областях происходит освоение и более высоких энергий (до нескольких гигаэлектронвольт) протонных, мезонных и ионных пучков и пучков синхротронного излучения.

В настоящей брошюре мы рассмотрим новую область, где достижения физики высоких энергий прямым и очень эффективным образом могут быть использованы как в фундаментальных научных исследованиях, так и в народнохозяйственной практике. Речь пойдет о применении пучков нейтринно высоких энергий для исследе-

\* Мы будем использовать единицы измерения энергии, принятые в физике высоких энергий:  $1 \text{ ТэВ} = 10^3 \text{ ГэВ} = 10^6 \text{ МэВ} = 10^{12} \text{ эВ} = 1,6 \text{ эрг}$ .

дования строения Земли и поиска полезных ископаемых. Образно говоря, для подобных исследований нейтрино могут сыграть такую же роль, какую играют рентгеновские лучи в медицине.

В самых общих чертах схема геофизического применения нейтринных пучков выглядит следующим образом (рис. 1). Пучок нейтрино, сформированный на ускорителе, нацеливается в заданном направлении и проходит значительное расстояние в Земле. Детекторы, расположенные на поверхности Земли у места выхода пучка или вдоль его пути, регистрируют излучение, возникающее при взаимодействии нейтрино с веществом. В зависимости от поставленной задачи роль, которую играют нейтрино и вторичные излучения, может быть различной. В том случае когда изучается внутреннее строение Земли, зондом являются сами нейтрино: поглощение, испытываемое нейтринным пучком, служит мерой количества вещества на пути нейтрино. Вторичные излучения при этом служат для детектирования нейтринного пучка и измерения его характеристик. Если задача состоит в исследовании приповерхностного слоя земной коры, например, с целью поиска полезных ископаемых, то вторичные излучения сами служат зондом для таких исследований. Условия генерации и распространения этих излучений определяют полезную информацию о свойствах вещества в исследуемой области. Роль нейтрино в этом случае состоит в том, что оно создает источник вторичных излучений в необходимом месте.

Очевидно, что практическая реализация геофизических исследований требует выполнения довольно противоречивых требований: проникающая способность нейтрино, лежащая в основе метода, должна сочетаться с достаточно сильным взаимодействием нейтринных пучков с веществом в объемах, характерных для рассматриваемой задачи и с возможностью надежного детектирования нейтрино на больших расстояниях от источника. Как мы увидим ниже, эти условия могут быть выполнены для нейтринных пучков с энергией  $\sim 1$  ТэВ и выше. При этих энергиях нейтринные пучки ускорителей являются узкими, остронаправленными, что обеспечивает высокую плотность потока на оси пучка и создает условия для эффективной регистрации нейтрино на больших расстояниях от ускорителей. Вторичные излучения, вызываемые нейтринными пучками таких энер-



гий, оказываются достаточно интенсивными для их использования в геофизике, а эффекты поглощения нейтрино в Земле также становятся доступными измерению.

Минимальные энергии ускорителей, требуемые для получения таких нейтринных пучков, зависят от типа ускорителя и находятся в пределах от нескольких единиц до нескольких десятков тераэлектронвольт, т. е. как раз в той области энергий, на которую проектируются ускорители следующего поколения. Что касается оптимальной энергии нейтрино для подобных исследований, то она существенно выше и будет доступна, вероятно, в более отдаленном будущем.

Итак, «нейтринная геофизика» как экспериментальная наука и тем более как дисциплина практическая еще не родилась. Причина этого состоит прежде всего в том, что в отличие от упоминавшихся выше приложений физики частиц нейтринная геофизика требует для своей реализации энергий, значительно превосходящих те, которые достигнуты на современных ускорителях.

Поэтому сейчас, когда еще только формируются основные идеи этого направления, речь идет не об освоении «тылов», а о «разведке за передним краем» физики частиц. Мы сегодня можем говорить лишь о проектах и прогнозах, ориентированных на ускорители следующего (или следующих) поколения. Явления, происходящие при этих энергиях, в настоящее время доступны лишь экспериментам с частицами космических лучей и в значительной степени остаются неисследованными. Отсюда неизбежность использования при оценках некоторых предположений и экстраполяций, большинство из которых покоится на довольно прочном фундаменте, тогда как некоторые должны быть уточнены в последующих исследованиях.

Мы сочли возможным включить обсуждение геофизических аспектов таких пока еще гипотетических явлений, как осцилляции нейтрино в веществе и аномальное усиление акустического импульса в сейсмически активной среде. Существование этих явлений предсказывается в настоящее время на основе теоретических моделей и некоторых экспериментальных фактов, однако в какой мере эти предсказания реализуются в природе — еще предстоит выяснить. Впрочем, это и есть один

из основных методов развития науки — индукция гипотезы на основе имеющихся данных и ее последующая проверка в эксперименте.

Наша брошюра адресована прежде всего читателям, далеким от физики элементарных частиц. Поэтому мы начинаем изложение с главы, в которой дается краткая (и с неизбежностью весьма поверхностная) информация о нейтринной физике. Нам хотелось бы надеяться, что, прочтя эту главу, читатель-скептик проникнется сознанием того, как много сделано в изучении нейтрино за 50 лет, прошедших после его открытия, а читатель, настроенный, быть может, излишне оптимистично, почувствует, сколь невероятно сложны и дорогостоящи нейтринные исследования. И то и другое необходимо, чтобы трезво и реально оценить перспективы практического применения нейтрино для геофизических исследований.

Во второй главе более подробно рассматриваются вопросы, связанные с получением нейтринных пучков и их взаимодействием с веществом.

Собственно геофизические приложения обсуждаются в третьей главе. Здесь мы рассматриваем задачи глобального исследования строения Земли, геодезии в масштабе земного шара и геологические исследования, основанные на мюонном, радио- и акустическом зондировании земной коры.

В заключение обсуждаются некоторые проблемы и перспективы.

## Глава I. КОЕ-ЧТО О «ПРИЗРАКАХ»

### Гипотеза Паули

«Дорогие радиоактивные дамы и господа! Я прошу Вас выслушать со вниманием в наиболее удобный момент посланца, доставившего это письмо. Он расскажет Вам, что я нашел отличное средство для спасения закона сохранения энергии и получения правильной статистики... Оно заключается в возможности существования электрически нейтральных частиц, которые я назову нейтронами. Непрерывность бета-спектра станет понятной, если предположить, что при бета-распаде с каждым электроном испускается такой нейтрон, причем сумма энергий нейтрона и электрона постоянна... Итак, доро-



гой радиоактивный народ, рассматривайте и судите. К сожалению, я не могу появиться в Тюбингене лично, так как мое присутствие здесь необходимо из-за бала, который состоится в Цюрихе в ночь с 6 на 7 декабря. Ваш покорнейший слуга В. Паули».

Швейцарский физик Вольфганг Паули, написавший в декабре 1930 г. это шутивное послание участникам конференции в Тюбингенском университете, имел все основания веселиться: ему удалось найти блестящее решение проблемы, поставившей в тупик физиков, которые изучали явление радиоактивного распада ядер. Проблема состояла в том, что полная энергия наблюдавшихся продуктов распада не только изменялась от измерения к измерению, но и оказывалась меньше энергии начального ядра. Возникало впечатление, что в распаде происходит нарушение закона сохранения энергии. (Именно такой точки зрения придерживался, в частности, Нильс Бор.) Кроме того, не выполнялся закон сохранения момента импульса.

Введенная В. Паули гипотетическая частица (позже с легкой руки Э. Ферми она получила название «нейтрино») разрешала оба парадокса  $\beta$ -распада. При этом, чтобы не вступать в противоречие с наблюдениями экспериментаторов, Паули пришлось наделить нейтрино свойством, которое доставило в дальнейшем массу хлопот физикам-экспериментаторам. Речь идет об огромной проникающей способности нейтрино. «Правда, тогда, — замечает по этому поводу академик Б. М. Понтекорво, — Паули не вполне осознавал такое неизбежное свойство своей идеи и скромно допускал, что нейтрино может иметь проникающую способность, примерно равную или даже в десять раз большую, чем гамма-лучи».

Гипотеза Паули, несомненно, принадлежит к числу наиболее ярких образцов научного прозрения, которые вспыхивают то здесь, то там на пути познания человеком окружающего его мира. «Трудно найти пример, — пишет Б. М. Понтекорво, — где слово «интуиция» характеризовало бы человеческий подвиг лучше, чем в случае «изобретения» нейтрино Паули.

Во-первых, 50 лет тому назад были известны только две «элементарные» частицы — электрон и протон, и даже мысль, что для понимания вещей необходимо ввести



новую частицу, была сама по себе революционной идеей...

Во-вторых, изобретенная частица — нейтрино должна была иметь совершенно экзотические свойства, в особенности колоссальную проникающую способность...

В-третьих, из-за своей фантастической проникающей способности нейтрино казалось вначале такой частицей, которая не может быть обнаружена в свободном состоянии. О его существовании приходилось судить косвенным образом на основании законов сохранения энергии и импульса, регистрируя ядра отдачи в бета-распаде...»

Именно по этой причине почти 25 лет после своего «теоретического рождения» нейтрино суждено было оставаться «частицей-призраком». По-видимому, такое положение дел волновало не только физиков. Поэт Владимир Высоцкий так констатировал ситуацию: «...не поймашь нейтрино за бороду и не посадишь в пробырку...»

### Свойства нейтрино

Благодаря кропотливому труду и изобретательности экспериментаторов в настоящее время нейтрино перестало быть «неуловимой» частицей. Его присутствие уже достаточно надежно регистрируется физическими приборами и многие свойства изучены.

Сейчас известно три сорта нейтрино: электронное ( $\nu_e$ ), мюонное ( $\nu_\mu$ ) и  $\tau$ -нейтрино ( $\nu_\tau$ ) и соответствующие им античастицы ( $\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$ ).

В соответствии с современной классификацией частиц нейтрино принадлежит к классу лептонов, в который, помимо него, входят электрон ( $e$ ), мюон ( $\mu$ ),  $\tau$ -лептон и их античастицы. Нейтрино различных сортов участвуют в реакциях в паре с соответствующими лептонами. Так, нейтрино от распада  $\pi^+$ -мезона ( $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ ) при взаимодействии с веществом рождает только отрицательные мюоны  $\mu^-$  ( $\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + \dots$ ) и не могут рождать лептоны  $\mu^+, e^\pm, \tau^\pm$ . Хотя никаких запретов на существование массы покоя у нейтрино не известно, до недавнего времени бытовало мнение, что она скорее всего равна нулю. Это означает, что, подобно фотону, нейтрино может существовать, только двигаясь (покой для него «смерти подобен»). Однако в последние годы



эта точка зрения изменилась. Прежде всего, в серии чрезвычайно тонких опытов, проведенных под руководством В. А. Любимова в Институте теоретической и экспериментальной физики, было получено указание на наличие у нейтрино отличной от нуля массы и найдены ограничения ее значения

$$14 \lesssim mc^2 \lesssim 34 \text{ эВ},$$

т. е. нейтрино  $\bar{\nu}_e$  примерно в 20 000 раз легче электрона.

Эксперименты очень похожи на те самые первые опыты с радиоактивными ядрами, которые в свое время поставили под сомнение закон сохранения энергии и вызвали к жизни идею о существовании нейтрино. Исследуется спектр электронов, возникающих при  $\beta$ -распаде ядра трития. При этом один из нейтронов в ядре превращается в протон и в результате образуется ядро  $^3\text{He}$ . Процесс сопровождается испусканием электрона и антинейтрино  $\bar{\nu}_e$ . В отличие от распада свободного нейтрона при распаде ядра трития выделяется значительно меньшая энергия — около 18 кэВ, и это позволяет измерять спектр электронов гораздо легче и надежнее в особенности вблизи максимума спектра, наиболее чувствительного к массе покоя нейтрино.

Эксперименты очень трудны, содержат большое количество факторов, трудно учитываемых при анализе и интерпретации. Поэтому, прежде чем стать окончательно установленным фактом, результаты этих экспериментов требуют дальнейшей проверки и уточнения.

Что касается других типов нейтрино, то для их массы существуют в настоящее время только верхние оценки:  $m_{\nu} c^2 < 0,5 \text{ МэВ}$ ,  $m_{\nu} c^2 < 164 \text{ МэВ}$ . Современные теоретические построения, в которых делается попытка объединения различных типов взаимодействия частиц, также предсказывают наличие ненулевой массы нейтрино.

В случае если нейтрино имеют массу, для них оказывается возможным замечательное явление, предсказанное Б. М. Понтекорво: взаимные превращения («осцилляции») различных типов нейтрино, например  $\nu_e \rightleftharpoons \bar{\nu}_e$  и т. п.

Не имея электрического заряда, нейтрино в отличие от остальных лептонов не участвует в электромагнитных взаимодействиях. Единственный вид взаимодейст-

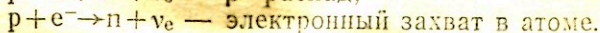
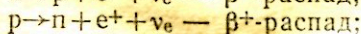
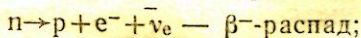
вий, который доступен нейтринно, — слабое взаимодействие.

Силу взаимодействия частиц принято характеризовать временем протекания процессов, обусловленных этим взаимодействием. Тогда как наиболее быстрые процессы, инициированные действием сильных взаимодействий между частицами, протекают за времена  $\sim 10^{-22}$ — $10^{-23}$  с, а электромагнитные процессы — за времена  $10^{-6}$ — $10^{-15}$  с, процессы, обусловленные слабыми взаимодействиями, могут длиться секунды, часы и годы. Это означает, что вызывающие их силы намного слабее, чем электромагнитные и «сильные». Именно поэтому вероятность протекания реакций с участием нейтринно очень мала, и нейтринно может проходить огромные толщи вещества без взаимодействия с ним.

Для характеристики проникающей способности нейтринно обычно используют примеры, призванные поразить воображение человека, привыкшего иметь дело с «нормальными человеческими» масштабами. Вот один из таких примеров: железная плита, толщина которой равна расстоянию от Земли до Солнца, задержала бы лишь одно из ста миллионов нейтринно. Эта оценка относится к нейтринно с энергией в несколько мегаэлектронвольт, таким, которые возникают, например, в распадах радиоактивных ядер или в ядерных реакторах. С ростом энергии вероятность взаимодействия нейтринно с веществом растет, и, как мы увидим ниже, для геофизических приложений это обстоятельство является основным.

## Нейтринно в природе

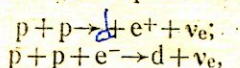
Каковы основные источники нейтринно в окружающем нас мире? Мы уже говорили о распадах радиоактивных ядер. В их основе лежат реакции:



В то время как нейтрон в первой из этих реакций может распадаться либо в свободном состоянии, либо в ядре, распад протона во второй реакции происходит только в ядре, так как в свободном состоянии протон легче нейтрона.



Другим источником нейтрино низких энергий являются ядерные реакции и слабые взаимодействия элементарных частиц в недрах звезд. Реакции термоядерного синтеза, служащие источником энергии Солнца, такие, как слияние водорода в дейтерий



и другие, генерируют мощный поток нейтрино, излучаемый в окружающее пространство. В результате ежедневно через тело каждого из нас проходит примерно  $10^{13}$  солнечных нейтрино. К счастью, благодаря предосторожности Паули, позаботившегося сделать взаимодействие нейтрино достаточно слабым, это обстоятельство не доставляет нам особых хлопот.

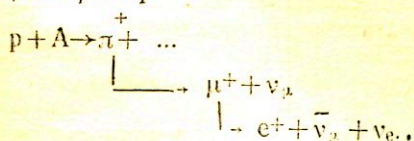
Возможно, существуют еще более мощные, чем обычные звезды, источники нейтрино низких энергий. Как отмечал академик Я. Б. Зельдович, при выжигании ядерного горючего в массивных звездах должно происходить их быстрое сжатие (коллапс), сопровождающееся «вдавливанием» электронов в протоны и превращением их в нейтроны с испусканием нейтрино. При этом почти вся выделяемая при коллапсе энергия (около 15% энергии покоя звездного ядра) уносится нейтрино, а ядро превращается скорее всего в нейтронную звезду. Энергия нейтрино от всех этих источников лежит в диапазоне от десятых долей до десятка мегаэлектрон-вольт.

Есть веские основания предполагать, что Вселенная, кроме того, заполнена еще более медленными реликтовыми нейтрино с энергией  $\sim 10^{-3}$  эВ, оставшимися от эпохи «Большого взрыва». Суммарная концентрация реликтовых нейтрино каждого сорта достаточно велика, около  $150 \text{ см}^{-3}$ . При этом если нейтрино обладает массой покоя, то может оказаться, что основная масса Вселенной сосредоточена именно в нейтрино. В зависимости от того, каково точное значение этой массы, наша Вселенная может оказаться «открытой», т. е. бесконечно и вечно расширяющейся, или «закрытой», в которой расширение в будущем должно смениться сжатием. Приходится удивляться фантазии Природы, которая, отдавая нейтрино важную роль в судьбах Вселенной, старательно запрятала своего главного героя за кулисы.

Нейтрино высоких энергий могут возникать в ре-



зультате рождения и распада нестабильных частиц. Так, частицы космических лучей высоких энергий (например, протоны), попадая в атмосферу Земли, взаимодействуют с ядрами атомов воздуха. Образующиеся в результате этого взаимодействия  $\pi$ -мезоны,  $K$ -мезоны, мюоны и другие частицы распадаются с испусканием нейтрино, например



Аналогичные процессы могут происходить в различных астрофизических объектах, если в них протоны или ядра, ускоренные до высоких энергий, сталкиваются с газом или фотонами низких энергий. Практически все активные космические объекты ускоряют частицы — ускорение происходит в межпланетной и межзвездной среде, на Солнце, в магнитосфере планет и т. п. Излучение ускоренных частиц чрезвычайно велико в активных галактических ядрах и пульсарах. Источником очень энергичных частиц являются сверхновые. В ядрах галактик ускорение частиц может обуславливаться очень высокими электрическими потенциалами, создаваемыми вращающимися черными дырами или магнитодами (намагниченными вращающимися плазменными телами). Ожидается, что все эти источники могут давать нейтрино вплоть до гигантских энергий порядка  $10^{20}$  эВ.

### Нейтринная физика на реакторах и ускорителях

Первые попытки экспериментального обнаружения нейтрино делались при помощи источников, обладавших естественной радиоактивностью. Однако положительного результата они не дали. Лишь после того как в руках физиков оказались значительно более мощные источники нейтрино — ядерные реакторы, удалось зарегистрировать «неуловимую» частицу.

После захвата нейтрона ядро урана-235 (или плутония-239) делится в реакторе на два осколка, которые излучают нейтроны и  $\gamma$ -кванты и затем испытывают  $\beta$ -распады. В среднем на одно деление излучаются шесть нейтрино с энергией до 10 МэВ. Реактор мощностью 1000 МВт излучает каждую секунду около  $2 \cdot 10^{20}$  нейтрино, уносящих около 5% мощности. Такой источник



дает поток нейтрино примерно на десять порядков больший, чем самый мощный из радиоактивных источников, применявшихся ранее для обнаружения нейтрино.

В работах, проведенных в 1953—1960 гг., американские физики Ф. Рейнес и К. Коуэн впервые наблюдали вблизи от ядерного реактора взаимодействие нейтрино (точнее, антинейтрино  $\bar{\nu}_e$ ) с веществом. В этом ставшем классическим эксперименте для обнаружения электронного антинейтрино  $\bar{\nu}_e$  была использована реакция, обратная  $\beta$ -распаду,  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ .

Позитрон практически мгновенно замедлялся и аннигилировал с электроном среды, давая два  $\gamma$ -кванта с энергией 0,5 МэВ, разлетающиеся в противоположные стороны. Эти  $\gamma$ -кванты регистрировались с помощью жидкого сцинтиллятора, просматриваемого набором фотоумножителей. Для подавления фона от ядерного реактора и частиц космических лучей, которые имитируют появление позитрона, использовался также сигнал, вызванный нейтроном. Последний, замедляясь, захватывался ядром кадмия, введенного в состав мишени, в результате чего излучалось еще несколько энергичных  $\gamma$ -квантов, регистрируемых детектором. Определение энергии, использование совпадений по времени и временной задержки между первым и вторым событиями позволили подавить фон и выделить истинные события, обусловленные нейтрино. О трудности эксперимента говорит следующий факт: несмотря на то что общая масса мишени более 10 т, счет полезных событий составил всего 40 штук в сутки.

В дальнейшем на реакторе были исследованы и другие процессы: обратный  $\beta$ -распад сложных ядер и дейтерия; рассеяние антинейтрино на электроне; расщепление дейтерия, обусловленное так называемыми «нейтральными токами» ( $\bar{\nu}_e + d \rightarrow p + n + \bar{\nu}_e$ ).

Идея проведения нейтринных экспериментов на ускорителях высоких энергий была высказана впервые Б. М. Понтекорво на Международной конференции в Киеве в 1959 г. В то время практическая реализация этих предложений представлялась делом весьма отдаленного будущего, поскольку речь шла о регистрации процессов с сечением на 10—12 порядков меньшим, чем типичные сечения сильных и электромагнитных процессов, изучавшихся на ускорителях.



Однако огромный интерес к нейтринным исследованиям способствовал тому, что, несмотря на технические трудности и высокую стоимость аппаратуры, уже через три года были проведены первые эксперименты. Важнейшую роль при этом сыграл запуск новых ускорителей и стремительное развитие техники детектирования элементарных частиц. Именно с экспериментами на ускорителях связаны наиболее существенные открытия в физике слабых взаимодействий, в том числе доказательство различия электронных и мюонных нейтрино, открытие «нейтральных токов»,  $W$ - и  $Z$ -бозонов, «переносчиков» слабого взаимодействия и т. д.

Огромные трудности регистрации нейтрино делают исследования в физике нейтрино высоких энергий необычайно сложными и дорогостоящими. Несмотря на это в настоящее время нейтринные эксперименты проводятся широким фронтом на всех крупнейших ускорителях в СССР, США и Европейском центре ядерных исследований в Швейцарии. Ведется также подготовка нейтринных экспериментов на сильноточных протонных ускорителях — «мезонных фабриках».

Современные нейтринные детекторы — это крупные установки, в которых используются искровые и пропорциональные камеры, сцинтилляционные счетчики, калориметры, магнитные спектрометры, пузырьковые камеры и т. п. Масса мишени, в которой происходят взаимодействия нейтрино, достигает в крупнейших детекторах сотен тонн, что позволяет набирать в процессе эксперимента огромную статистику.

Физические исследования включают как изучение свойств самих нейтрино (например, поиск осцилляций), так и изучение образования частиц, их структуры и свойств взаимодействия с помощью нейтрино. Нейтрино в силу его специфической природы является уникальным зондом для исследования свойств микромира. Так как слабые взаимодействия очень короткодействующие, рассеяние нейтрино высоких энергий позволяет исследовать свойства материи на очень малых расстояниях. Большинство частиц может быть рождено в нейтринных реакциях. В частности, это относится к новым типам кварков и лептонов.

В целом за полвека, истекшие после «теоретического» открытия нейтрино, произошел, по словам Б. М. Понтекорво, «огромный рост нейтринной физики, которая



стала количественной наукой, здоровой и мощной и все-таки сулящей качественные неожиданности».

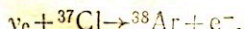
## Нейтрино за пределами физики элементарных частиц

Нейтринные исследования в особенности в последние годы оказывали влияние на самые различные области физики и техники эксперимента. Сейчас нейтринная физика вплотную подошла к новому рубежу. Нейтрино, все еще оставаясь объектом исследования, само становится инструментом для исследований в смежных областях науки и в недалеком будущем обещает дать весомый вклад в народнохозяйственную практику.

Так, в последние годы сформировалось новое направление — нейтринная астрономия, задачей которой является исследование Вселенной «в нейтринном свете». Нейтринная астрономия представляет уникальные по сравнению с оптической, рентгеновской или  $\gamma$ -астрономией возможности для исследования космических объектов. Огромная проникающая способность нейтрино позволяет заглянуть в глубины плотных источников, непрозрачных для других видов излучений, обнаружить «скрытые» источники и исследовать отдаленные космологические эпохи.

Физические процессы, приводящие к испусканию нейтрино и их регистрации, выделяют два диапазона энергий, которые оказываются удобными для использования в нейтринной астрономии: низкие энергии — до 50 МэВ и высокие — более 100 ГэВ. Потoki нейтрино низких энергий, приходящих на Землю прежде всего от Солнца, велики, однако регистрация их очень сложна. Представление о titанических трудностях их детектирования дают эксперименты, проводимые группой Р. Дэвиса в США.

Регистрация нейтрино осуществляется с помощью реакции, предложенной Б. М. Понтекорво:



Реакции происходят в огромной цистерне, содержащей  $3,8 \cdot 10^5$  л тетрахлорэтилена ( $\text{C}_2\text{Cl}_4$ ), которая для подавления фона от космических частиц расположена в шахте на глубине 1,5 км под землей. Несмотря на огромную массу мишени, взаимодействие в детекторе проис-



ходит крайне редко: в 1 т вещества за два года образуются один-два атома аргона.

После месяца или двух работы детектора атомы радиоактивного аргона извлекаются с помощью небольшого завода, расположенного там же в шахте, и число их подсчитывается специальным счетчиком. Эксперименты, начатые около пятнадцати лет назад, продолжают-ся и в настоящее время.

Уже первые результаты этих экспериментов оказались сенсационными и заставили по-новому взглянуть на процессы, происходящие на Солнце, и на возможность осцилляций нейтрино. В Советском Союзе под руководством академика Г. Т. Зацепина и члена-корреспондента АН СССР А. Е. Чудакова создается система нейтринных телескопов, способных регистрировать нейтрино как от Солнца, так и от вспышек сверхновых. Одна из таких установок расположена в соляной шахте в Донбассе, другая — в глубине двухкилометрового тоннеля, пробитого в толще горы на Северном Кавказе. Установленные здесь детекторы разных типов позволят исследовать спектр солнечных нейтрино в более широких пределах, чем это сделано в опытах Дэвиса.

Идея использования нейтрино высоких энергий для исследования астрономических объектов была высказана академиком М. А. Марковым в 1960 г. Он же предложил метод регистрации нейтрино глубоко под водой, который был позже положен в основу разработки грандиозного проекта подводного детектора нейтрино и мюонов сверхвысоких энергий. Работа над этим проектом, получившим название ДЮМАНД (Deep Underwater Muon And Neutrino Detektion — глубоководное детектирование мюонов и нейтрино), проводится в Советском Союзе и в США в сотрудничестве с учеными других стран.

Предусматривается создание в океане на глубине примерно 5 км детектора объемом около 1 км<sup>3</sup>. Внутри этого детектора на расстоянии 15—20 м друг от друга должны быть расположены фотоприемные модули, которые будут регистрировать вспышки черенковского излучения, генерируемые при взаимодействии нейтрино или мюонов с ядрами молекул воды. Толща воды над детектором служит надежной защитой от фона посторонних космических частиц.

Детектор еще большего объема может быть создан,



если использовать идею акустической регистрации нейтрино (см. ниже), предложенную Г. А. Аскарьяном и Б. А. Долгошеиным. Такие гигантские детекторы необходимы для регистрации очень редких событий, вызванных частицами сверхвысоких энергий. Так, в объеме  $10^9$  м<sup>3</sup> потоки нейтрино от активных галактических ядер дадут всего несколько событий в год.

Еще один пример использования нейтрино на этот раз в народнохозяйственной практике — это нейтринная диагностика внутриреакторных процессов. Бурное развитие ядерной энергетики поставило задачу наиболее полного знания процессов, происходящих при выработке энергии внутри атомных реакторов. Это необходимо и для экономии ядерного горючего, и для создания наиболее эффективных типов ядерных реакторов. Важнейшей проблемой является также международный контроль за наработкой в ядерных реакторах (которых в настоящее время во всем мире насчитываются уже сотни) плутония — основы для создания атомных бомб.

Советские ученые А. А. Боровой и Л. А. Микаэлян предложили оригинальный метод нейтринной диагностики, с помощью которого можно следить за процессами выгорания и накопления расщепляющихся материалов непосредственно в ходе работы реактора. Метод основан на том, что деление урана и плутония сопровождается излучением нейтрино различных энергий. Поэтому по мере выгорания урана и накопления плутония спектр нейтринного излучения меняется, информируя нас о состоянии дел внутри активной зоны реактора.

Наконец, в последние годы стала широко обсуждаться еще одна возможность использования нейтрино — нейтринная геофизика. Объектом исследований, которые могут носить как фундаментальный, так и прикладной характер, в этом случае должна стать планета, на которой мы живем.

## **Глава II. НЕЙТРИННЫЕ ПУЧКИ: ПОЛУЧЕНИЕ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С ВЕЩЕСТВОМ**

Как мы увидим ниже, для геофизических исследований необходимы нейтрино высоких энергий — в миллион раз более высоких, чем получаются при радиоактив-



ных распадах и в ядерных реакторах. Ускорить такие нейтрино до энергий порядка  $10^{12}$  эВ в ускорителе невозможно, так как нейтрино не имеют электрического заряда и непосредственно с электромагнитным полем не взаимодействуют. Приходится использовать рождение движущихся с очень большой скоростью «элементарных реакторов» — нестабильных частиц. Такую быструю «родительскую» частицу, например пион, можно получить двумя способами. Можно вначале получить медленную частицу, а затем ускорить ее, пока она не успела распасться, или ускорить «дедушку» нейтрино, протон, который, ударившись о мишень, родит сразу быструю нестабильную частицу. Рассмотрим вначале именно этот последний способ, широко применяемый на современных протонных ускорителях.

### Нейтринные пучки протонных ускорителей

Ускорение протонов в современных и проектируемых протонных циклических ускорителях происходит в кольцевой вакуумной камере, где  $10^{13}$ — $10^{15}$  протонов за время  $10$ — $10^3$  с ускоряются до максимальной энергии. Для получения нейтринного пучка эти протоны выводятся из кольца и направляются на специальную мишень  $M$  (рис. 2). При соударении протона с ядром мишени образуется несколько вторичных частиц, вылетающих под очень малыми углами к направлению движения протона, в основном пионов  $\pi^\pm$  и каонов  $K^\pm$ . После фокусировки системой магнитных линз  $L$  (при которой одновременно происходит и отделение частиц одного знака заряда) мезоны попадают в длинный прямолинейный вакуумный канал  $K$ , где часть из них распадается:



Рассмотрим вначале только пионы. Несмотря на малое время жизни в покое ( $\tau_\pi \approx 2,4 \cdot 10^{-8}$  с), длина, на которой распадается энергичный пион, оказывается весьма большой из-за лоренцовского замедления времени:  $l_\pi = \tau_\pi c \gamma_\pi \approx 56 (E_\pi / \text{ТэВ}) \text{ км}$ , где  $\gamma_\pi = E_\pi / m_\pi c^2$  — лоренц-фактор пиона;  $m_\pi$  — его масса. Для  $E_\pi = 1$  ТэВ в распадном канале длиной 1 км успевает распасться лишь около 2% всех пионов. Для увеличения интенсивности нейтринного пучка желательно максимально увеличить





Рис. 2. Схема формирования нейтринного пучка протонного ускорителя:  $P$  — пучок первичных протонов;  $M$  — мишень;  $L$  — фокусирующие линзы;  $K$  — распадный канал

длину распадного канала, хотя это бывает трудно выполнить технически.

Те пионы, которые не успели распасться в вакуумном канале, пропадают впустую, так как практически сразу сталкиваются с атомами вещества вне канала и очень быстро растрачивают свою энергию. Естественно, при этом часть пионов все же успевает распасться, но образующиеся при этом малоэнергичные нейтрино, летящие к тому же в разные стороны, не представляют интереса.

В распаде пиона, кроме нейтрино, образуется мюон, при распаде которого, в свою очередь, рождаются нейтрино и антинейтрино. К сожалению, мюоны практически не дают добавки в нейтринный поток, так как их время жизни примерно в 100 раз больше, чем у пионов. Пролетев распадный канал, мюоны тормозятся в веществе, так и не успев распасться. Лишь почти полностью остановившись, они, наконец, распадаются с испусканием уже бесполезных малоэнергичных нейтрино.

В результате цепочки превращений  $p \rightarrow \pi \rightarrow \nu$  не каждый первичный протон, падающий на мишень, образуется после распадного канала около  $10^{-3}$  энергичных нейтрино. Средняя энергия вторичных мезонов примерно в 4 раза меньше энергии протонов  $E_p$ , а средняя энергия нейтрино еще в 5 раз меньше. В итоге средняя энергия нейтрино  $\bar{E}_\nu$  оказывается примерно в 20 раз меньше энергии первичных протонов. Угловое распределение нейтрино определяется углами рождения вторичных мезонов относительно направления протонов и углами вылета нейтрино в распаде относительно направления пиона. Для простоты будем считать, что пучок пионов идеально сфокусирован (т. е. все они летят параллельно). Тогда угловой размер нейтринного пучка  $\Delta\bar{\Theta}_\nu \approx \bar{v}_\pi^{-1}$ . Например, для  $E_p = 3$  ТэВ,  $\bar{E}_\nu = 0,15$  ТэВ и  $\Delta\bar{\Theta}_\nu \approx 2 \cdot 10^{-4}$ .



## Нейтринные пучки пионных ускорителей

Хотя максимальных энергий ускоренных частиц в будущих проектах предполагается достичь с помощью протонных кольцевых ускорителей, эти ускорители как источники нейтринных пучков имеют существенный недостаток: превращение первичного протонного пучка в нейтринный через рождение вторичных («родительских») частиц сопровождается значительной деградацией энергии. Очень заманчиво было бы ускорять именно родительские частицы, но нестабильность их не дает возможности использовать для этого кольцевые ускорители, в которых ускорение происходит за много оборотов и требует значительного времени (при энергиях порядка  $10^{13}$  эВ — нескольких минут).

В этом отношении уникальные возможности могут дать линейные ускорители, в которых ускорение до полной энергии происходит за один пролет частицы. При этом если начальная энергия  $E_0$  частиц, например пионов, и темп ускорения  $dE/dl$  (т. е. приращение энергии на единице длины ускорителя) достаточно высоки, то доля частиц, не успевающих распасться в процессе ускорения до полной энергии  $E$ , может быть достаточно высока. Так, для пионов при  $E_0=0,1$  ТэВ,  $E=1$  ТэВ,  $dE/dl=100$  МэВ/м она составляет  $\sim 66\%$ .

Идея ускорения нестабильных частиц много лет назад высказывалась академиком А. М. Будкером. Однако лишь в последние годы появились возможности для ее практической реализации. В Институте ядерной физики Сибирского отделения АН СССР под руководством академика А. Н. Скринского на лабораторных элементах ускоряющей структуры получен рекордный темп ускорения около 100 МэВ/м. Ориентируясь на эту величину, физики ИЯФ СО АН СССР разработали проект установки ВЛЭПП (встречные линейные электрон-позитронные пучки), которая предусматривает создание двух линейных ускорителей, «стреляющих» навстречу друг другу сгустками электронов и позитронов. Ускорители могут работать и в последовательном режиме, ускоряя частицы до суммарной энергии двух ускорителей.

Как отмечают авторы проекта, наряду с электронами в таком режиме могут ускоряться и пионы. При этом, например, первая секция ускорителя ( $\sim 0,1$  ТэВ) мо-



жет быть использована для ускорения протонов. Рож-денные с их помощью пионы ускоряются затем до энер-гий  $E_{\pi} \simeq 1$  ТэВ.

Как было показано в расчетах, проведенных в ФИАНе, линейные ускорители могут стать очень эффек-тивными источниками нейтринных пучков для геофизи-ческих исследований.

Пучок ускоренных пионов на выходе линейного ус-корителя является монохроматическим и хорошо кол-лимированным. Средняя энергия нейтрино от распадов этих пионов  $\bar{E}_{\nu} \simeq 0,2 E_{\pi}$ . Таким образом, в случае пи-онного ускорителя имеется примерно четырехкратный выигрыш по сравнению с протонным в соотношении  $\bar{E}_{\nu}$  и первичной энергии. В отличие от кольцевого ли-нейный ускоритель может работать с высокой частотой импульсов (70—100 Гц), что позволяет получать высо-кую среднюю интенсивность нейтринных пучков. Кроме того, нейтринный пучок от распада монохроматических строго коллимированных пионов обладает очень важным достоинством: в нем имеется однозначная связь угла вылета нейтрино с их энергией, что позволяет опреде-лять энергию нейтрино с высокой точностью. Для гео-физических приложений, требующих изменения направ-ления пучка нейтрино, важным достоинством пионных ускорителей по сравнению с протонными (при равных энергиях нейтрино) является меньшая энергия первич-ного пучка, что облегчает его отклонение. Наконец, в линейном ускорителе можно использовать сгустки частиц с очень высокой линейной плотностью, что позво-ляет получать короткие импульсы ( $\sim 1$  см) с числом частиц, достаточным для надежной регистрации ней-тринного сигнала от отдельного сгустка.

### Пучки современных и проектируемых ускорителей

В данном разделе мы приведем некоторые характе-ристики нейтринных пучков, которые могут быть ис-пользованы для геофизических исследований. Но преж-де несколько слов о самих ускорителях (табл. 1).

Наибольшая энергия протонного пучка в настоящее время достигнута на ускорителе «Тэватрон» Националь-ной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми (FNAL) в США — около 1 ТэВ. В нашей стране в настоящее

Основные параметры ускорителей

Ускоритель	Ускоряе- мые час- тицы	Энергия, ТэВ	Число час- тиц в им- пульсе	Интервал между им- пульса- ми, с	Длина ускоре- теля, км
У-70	p	0,07	$5 \cdot 10^{12}$	9	1,5
«Тэватрон-I»	p	1	$2 \cdot 10^{13}$	8	6
УНК	p	3	$6 \cdot 10^{14}$	80	19
SSC'	p	20	$3 \cdot 10^{15}$	1000	90
ВЛЭПП-II	$e^{\pm}, \mu^{\pm}$	1	$10^{12}$	0,1	$2 \times 5$

время наиболее мощным является протонный ускоритель У-70 с энергией  $E_p = 0,074$  ТэВ Института физики высоких энергий (ИФВЭ) под Серпуховом. Сейчас рядом с У-70 сооружается новый ускоритель ускорительно-накопительного комплекса (УНК), где энергия протонов будет доведена до 3 ТэВ.

Сейчас в США проектируется ускоритель SSC (сверхпроводящий суперколлайдер) на энергию протонов 20 ТэВ. Предполагается, что SSC будет работать в режиме коллайдера, т. е. в кольце ускорителя будут ускоряться два сгустка протонов, движущихся в противоположных направлениях. В связи с этим полное число протонов в кольце  $N_p$  должно быть относительно невелико. Для получения нейтринных пучков встречные соударения не пужны, и в этом случае число протонов может быть существенно увеличено (этот вариант ускорителя мы будем обозначать SSC').

О пятом из перечисленных в табл. 1 ускорителей — ВЛЭПП уже говорилось выше. Его строительство предполагается под Новосибирском, где сейчас уже действует несколько электронно-позитронных кольцевых ускорителей. Параметры, указанные в таблице для проектируемых ускорителей, пока лишь ориентировочные.

Для качественных оценок возможностей рассматриваемых нами геофизических приложений вполне достаточны простые модельные расчеты, не претендующие на большую точность. Укажем основные предположения, которые делаются при таких расчетах.

Протонный пучок считается монохроматическим и



строго коллимированным. Вероятность взаимодействия протонов в мишени (эффективность мишени) полагается постоянной и равной 0,3. Используется известный спектр рождающихся при pN-столкновении пионов (и каонов). Ядерными эффектами и взаимодействием вторичных частиц в мишени пренебрегаем. Предполагается, что все пионы и каоны после прохождения фокусирующих линз двигаются строго параллельно. Вероятность распада пиона в вакуумном канале длины  $l$  полагается равной  $l/l_{\pi}$ .

Реально с учетом всех упрощающих предположений и неопределенностей в проектах ускорителей и в физических параметрах при столь больших энергиях можно надеяться на справедливость приводимых ниже оценок с точностью до порядка.

Наиболее прост с точки зрения расчетов нейтринного пучка вариант пионного ускорителя, так как здесь надо учитывать лишь распад  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_{\mu}$ . Для протонных ускорителей расчет несколько сложнее. Нужно учесть эффективность мишени и усреднить соотношения для пионного ускорителя по энергетическому спектру пионов, рождающихся при столкновении протонов с ядрами мишени. Кроме того, аналогичным образом нужно учесть вклад каонов, о которых мы до сих пор мало упоминали из соображений краткости. В действительности роль каонов в формировании нейтринных пучков может быть существенной. Образуются каоны примерно с теми же энергиями, что и пионы, но раз в 10 реже. Из-за большой массы и меньшего времени жизни каоны с большей вероятностью распадаются в вакуумном канале. Для каонов  $l_K = 7,5 E_K$  (км). Следовательно, вероятность распада в вакуумном канале для них в 7 раз больше, чем для пионов. Так как двухчастичный распад ( $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_{\mu}$ ) происходит лишь в 63% случаев распада каонов, относительный вклад их в полное число нейтрино составляет  $\sim 0,44$ . Кроме того, средняя энергия нейтрино при распаде каонов в 2,2 раза больше, чем для пионов.

Последнее очень важно для геофизических приложений нейтринных пучков, так как некоторые эффекты, обсуждаемые ниже (выделение энергии в нейтринном пучке, полное число равновесных мюонов), пропорциональны  $\bar{E}_{\nu}^2$ , и вклад в них каонов оказывается даже больше (примерно в 2 раза) вклада пионов.

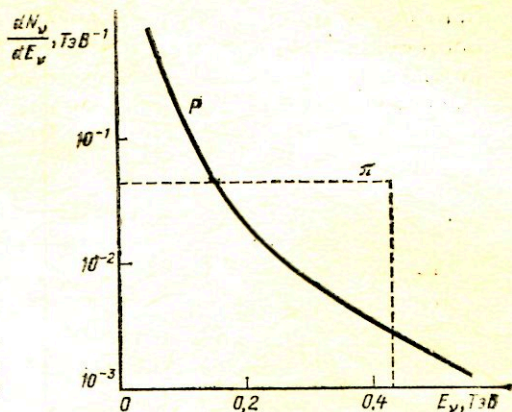


Рис. 3. Энергетический спектр нейтрино на одну первичную частицу

Вместе с тем в плотность потока нейтрино вблизи оси пучка каоны дают пренебрежимо малый вклад —  $\sim 4\%$ , так как угловое распределение нейтрино от распада каонов в 3,5 раза шире, чем от пионов. Однако в плотность потока равновесных мюонов вблизи оси пучка каоны дают вклад вполне заметный —  $\sim 18\%$ .

Как видно из приведенных оценок, роль каонов существенна для «глобальных» характеристик нейтринного пучка; кроме того, «каонные» нейтрино формируют периферийную часть нейтринного пучка, центральная же часть его почти полностью обязана существованием распадам пионов.

Энергетический спектр нейтрино  $(dN_v/dE_v)_p$  показан на рис. 3 для УНК при  $N_p=1$ . Пунктирная линия — спектр для ВЛЭПП при  $N_\pi=1$  ( $l=1$ ). На рис. 4 при тех же значениях параметров показана плотность потока нейтрино  $(dN_v/dS)_p$  на расстоянии  $L=10^3$  км. Плотность потока нейтрино на оси пучка\*

$$\left(\frac{dN_v}{dS}\right)_p^{(0)} \simeq 2 \cdot 10^{-8} \frac{l N_p E_p}{L^2} \quad [M^2].$$

Приведенные выше характеристики «нейтринного зонда» позволяют оценить, какие эффекты будут наблюдаться при прохождении его через Землю. Эти эффекты будут подробно обсуждаться чуть позже, а сей-

\* Во всех численных оценках  $l$  — в км, энергия — в ТэВ,  $L$  — в  $10^3$  км.



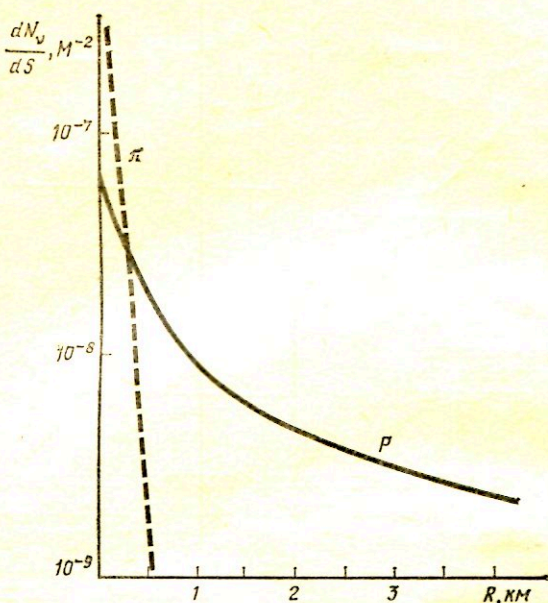


Рис. 4. Плотность потока нейтрино на одну первичную частицу как функция расстояния  $R$  от оси пучка

час об одной из многочисленных трудностей в осуществлении «нейтринной геофизики» и о пути ее преодоления.

### «Прямые» нейтрино

Распадные длины пионов  $l_\pi$  и каонов  $l_K$  при высоких энергиях, как указывалось выше, становятся очень большими, и только очень малая доля частиц успевает распасться в вакуумном канале даже при его длине порядка километра. Но и такая «умеренная» длина (в ряде проектов обсуждаются длины  $l$  до 15 км!) способна вызвать полное уныние, если учесть, что распадный канал должен «нацеливаться» в направлении на исследуемую область Земли, например к антиподам, т. е. вертикально вниз.

Для того чтобы облегчить изменение направления распадного канала, предлагалось опускать его в глубь океана, а сам ускоритель располагать на берегу или

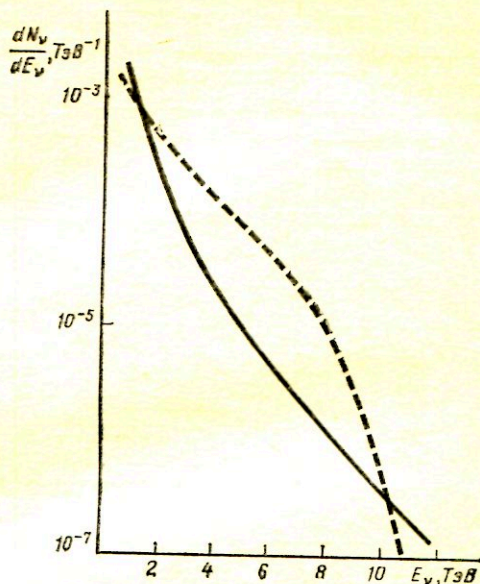


Рис. 5. Энергетический спектр нейтрино на одну первичную частицу от распадов  $d^+$ - и  $K^+$ -мезонов (сплошная линия) и «прямых» нейтрино (пунктирная линия);  $E_p = 20$  ТэВ,  $l = 1$  км

же делать его плавающим в воде. Во всяком случае, необходимость длинного вакуумного канала, способного поворачиваться в нужном направлении, — одна из главных технических трудностей нейтринной геофизики.

Впрочем, может оказаться, что при высоких энергиях надобность в распадном канале вообще отпадет. Эта возможность была указана физиками ФИАНа и связана она с так называемыми «прямыми» нейтрино, возникающими при распадах очарованных частиц ( $\Lambda_c$ ,  $D$  и т. п.), открытых несколько лет назад. Из-за очень короткого времени жизни длина, на которой происходит их распад,  $l_D \approx 1 \cdot E_D$  см, и они успевают распасться, не испытав взаимодействия даже в плотном веществе.

Хотя рождаются очарованные частицы даже при очень больших энергиях  $E_p$  раз в 100 реже, чем пионы (да и распадаются с вылетом нейтрино лишь в 10% случаев распада), при энергиях  $E_p \approx 20$  ТэВ вклад «прямых» нейтрино вполне сопоставим с вкладом нейтрино от каонов и пионов (если  $\pi$  и  $K$  распадаются в километровом канале). Как видно из рис. 5, вклад «прямых» нейтрино особенно велик при больших энергиях, а имен-



но они наиболее существенны в геофизических приложениях. Использование «прямых» нейтрино — один из примеров того, как открытия в фундаментальных областях, далеких от повседневной деятельности человека, могут найти совершенно неожиданное практическое применение.

### Взаимодействие нейтринных пучков с веществом

При столкновении нейтрино с каким-либо нуклоном в ядре вещества образуются мюон и несколько сильно взаимодействующих частиц — адронов (пионов, каонов, нуклонов и т. п.):  $\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + h$ . (Иногда, примерно в 4 раза реже, вместо мюона образуется нейтрино с меньшей энергией.) Родившийся мюон уносит в среднем половину энергии. Оставшаяся половина достается системе адронов. В дальнейшем обе эти части энергии диссипируют в веществе, но совершенно различными способами.

Мюон относительно медленно расходует свою энергию. На 1 см его пути теряется энергия

$$A_0 \rho \simeq \frac{2 \text{МэВ} \cdot \text{см}^2}{g} \cdot \rho \text{ (г/см}^2\text{)},$$

так что мюон с энергией 1 ТэВ способен пройти в воде около 5 км. Наоборот, адроны расходуют свою энергию очень быстро. Первичные частицы сталкиваются с ядрами вещества, число частиц увеличивается, снова происходит столкновение; в итоге образуется адронно-электронно-фотонный каскад. Длина его пути в воде, например, всего от 1 до 5 м.

Если интересоваться лишь средней энергией, выделившейся внутри нейтринного пучка на 1 см его длины,  $dW/dz$ , то отмеченные детали несущественны и

$$\frac{dW}{dz} = N_A \rho \int \frac{dN_\nu}{dE_\nu} \sigma_\nu E_\nu dE_\nu.$$

Здесь  $\sigma_\nu$  — сечение, характеризующее вероятность взаимодействия нейтрино с нуклоном, которое принимается равным  $10^{-35} E_\nu \text{ см}^2$ . Для пионного ускорителя отсюда получится

$$\left( \frac{dW}{dz} \right)_\pi \simeq 7 \cdot 10^{-15} N_\pi \rho E_\pi \text{ [эрг/см]},$$

а для протонного —

$$\left(\frac{dW}{dz}\right)_p \simeq 1,6 \cdot 10^{-15} l N_p \rho E_p [\text{эрг/см}].$$

Например, нейтринный пучок УНК будет выделять в воде (при  $l=1$  км) примерно 2 эрг/см.

Поперечное распределение плотности энерговыделения  $dW/dzdy$  ( $y$  — координата, поперечная к направлению  $z$  распространения нейтрино) определяется, естественно, угловым распределением нейтринного пучка. Для пионного ускорителя ширина  $\Delta$  эффективной области энерговыделения равна примерно  $40 L/E_\pi$  м, а для протонного —  $500 L/E_p$  м. Эти величины понадобятся нам позже для определения величины акустического сигнала, а сейчас рассмотрим подробнее мюоны, образующиеся при столкновении нейтрино с ядрами вещества.

### «Равновесные» мюоны

Непрерывная генерация мюонов в нейтринном пучке и их выбывание приводят к тому, что в среднем каждое нейтрино сопровождается постоянным числом равновесных мюонов  $n_\mu \simeq 10^{-6} E_\nu^2$ .

Равновесные мюоны двигаются под очень малыми углами к направлению нейтрино и со скоростями, близкими к скорости света, т. е. почти не отстают от нейтрино. Поэтому можно сказать, что нейтринный пучок возбуждает в среде «мюонный отклик»,двигающийся с ним в фазе. Плотность потока мюонов для пионного ускорителя

$$\left(\frac{dN_\mu}{dS}\right)_\pi \simeq 5,5 \cdot 10^{-14} \frac{l N_\pi E_\pi^3}{L^2} \left(1 + \gamma_\pi^2 \frac{R^2}{L^2}\right)^{-4} [\text{м}^{-2}];$$

для протонных ускорителей (при  $R=0$ )

$$\left(\frac{dN_\mu}{dS}\right)_p \simeq 2,4 \cdot 10^{-16} \frac{l N_p E_p^3}{L^2} [\text{м}^{-2}].$$

Равновесный поток мюонов образуется не сразу же за ускорителем, а лишь после того, как установится равновесие между числом вновь родившихся в нейтринном пучке мюонов и числом полностью затормозившихся мюонов. Ясно, что такое равновесие установится лишь на расстояниях, много больших среднего пробега мюонов  $\bar{R}_\mu$ , т. е. на расстояниях нескольких километров от ускорителя (при  $E_\mu \sim 1$  ТэВ).



При движении нейтрино внутри Земли число сопровождающих равновесных мюонов несколько меняется в зависимости от свойств среды, так как  $n_{\mu} \sim A_0^{-1} \sim \sim A/Z$ , где  $A$  и  $Z$  — атомный и порядковый номера ядер вещества. Следовательно, мюонный поток может дать информацию об отношении  $A/Z$ . Постановка такого эксперимента будет описана в гл. III, а сейчас рассмотрим вторичные излучения, акустическое и радиоизлучение, возникающие при прохождении нейтринных пучков в веществе.

### Генерация акустических колебаний

Поскольку движение нейтринного пучка в среде сопровождается выделением энергии, это приводит к тепловому расширению среды в области пучка и генерации акустического импульса (Г. А. Аскарьян, 1959). При этом возбуждается цилиндрическая акустическая волна с осью вдоль пучка. Акустический сигнал зависит от скорости звука  $c_0$  и коэффициента Грюнайзена  $\Gamma$  — величин, характеризующих свойства среды (табл. 2).

Таблица 2  
Термоакустические свойства некоторых веществ

Вещество	Скорость звука $c_0$ , км/с	$\Gamma$
Каменная соль	4,7	0,25
Гранит	6,0	0,01
Нефть	1,4	0,07
Лед (0 С)	3,2	0,06
Вода	1,5	0,01

### Радиоизлучение

Движение заряженных частиц — мюонов, электронов и позитронов, возникающих при прохождении нейтринного пучка через среду, приводит к генерации радиоволн. Механизмом, вызывающим это излучение, является знаменитый эффект электромагнитного излучения Вавилова—Черенкова, который широко используется во многих областях науки и техники, в особенности в оптическом диапазоне. (В частности, как мы уже упоминали, с помощью излучения Черенкова предполагается ре-

гистрировать мюоны и ливни от нейтрино в установке ДЮМАНД.)

Поскольку горные породы непрозрачны для изучения в оптическом диапазоне, верхнюю часть земной коры можно «просвечивать» только с помощью достаточно длинных радиоволн, способных проникать на значительные расстояния в грунте.

### Глава III. НЕЙТРИННАЯ ГЕОФИЗИКА

В этой главе мы рассмотрим некоторые геофизические задачи, для решения которых могут быть использованы нейтринные пучки высоких энергий, и приведем оценки ожидаемых эффектов.

#### Изучение строения Земли

На протяжении многих веков человечество располагало лишь очень небольшим объемом данных о внутреннем строении нашей планеты. Основная трудность получения этих данных связана с очевидной невозможностью непосредственного проникновения в недра Земли. Важнейший шаг был сделан в начале нашего столетия, когда на службу исследователям пришла сейсмология, позволяющая получить информацию о внутренних областях Земли на основе изучения распространения сейсмических волн. Долгое время единственным источником, от которого можно было уловить волны на противоположной стороне Земли, были землетрясения. Четыре десятилетия назад к ним прибавились ядерные взрывы.

В экспериментах с сейсмическими волнами регистрируют время, которое они затрачивают на прохождение через внутренние области Земли к детекторам, расположенным на поверхности на различных расстояниях от источника. Анализ результатов измерений позволяет определить значения сейсмических скоростей объемных (продольных и поперечных) волн — так называемые скоростные разрезы. Полученные данные указывают на то, что Земля в высокой степени сферически симметрична и имеет слоистое строение с ярко выраженными областями: корой, мантией, ядром, а также ряд других особенностей (рис. 6).

Дополнительную информацию дает также изучение поверхностных волн, свободных колебаний Земли, а так-



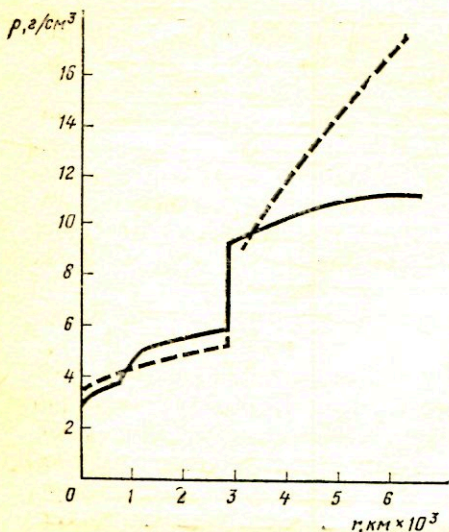


Рис. 6. Зависимость плотности земных пород  $\rho$  от глубины  $r$ . Показано  $\rho(r)$  для двух моделей строения Земли.

же измерение таких глобальных характеристик, как масса Земли  $M_3$  и ее момент инерции  $I_3$ .

Однако всех этих данных оказывается недостаточно для выяснения распределения плотности  $\rho(r)$  внутри Земли, поскольку неизвестными остаются другие параметры (модули упругости), влияющие на распространение сейсмических волн. Поэтому при попытках нахождения  $\rho$  приходится использовать дополнительные предположения и модели.

Простые оценки показывают, что плотность пород, слагающих земную кору, существенно меньше, чем средняя плотность по земному шару. Это означает, что изучение поверхностных слоев не может дать прямого и полного ответа о вещественном составе глубинных областей. В поисках ответа на этот вопрос наука о Земле вынуждена обратиться к астрофизическим исследованиям, к данным о составе других небесных тел и истории возникновения Земли и Солнечной системы, использовать достижения физики, химии, геологии. Таким образом, чрезвычайная сложность объекта исследований и косвенный характер экспериментальных данных заставляют использовать все возможности для получения информации о земных недрах, делая такие исследования по необходимости комплексными.

Какую информацию о строении Земли может дать нейтринное зондирование? Мы уже говорили о том, что нейтрино низких энергий, например, такие, которые испускаются при работе ядерного реактора ( $E_\nu \sim 1-10$  МэВ), могут проходить в достаточно плотном веществе огромные расстояния без сколько-нибудь заметного поглощения. Для таких нейтрино Земля является практически совершенно прозрачной, и использовать их для изучения ее строения — дело безнадежное, поскольку поток нейтрино после прохождения Земли изменится так мало, что мы попросту этого не заметим.

Однако с ростом энергии способность нейтрино взаимодействовать с веществом растет. Как следует из экспериментальных данных и теоретических расчетов, «сечение»  $\sigma_\nu(E_\nu)$ , характеризующее способность нейтрино взаимодействовать с отдельным нуклоном, вплоть до очень высоких энергий порядка 10 ТэВ оказывается пропорциональным энергии  $E_\nu$ :  $\sigma_\nu \simeq 10^{-35} E_\nu \text{ см}^2$ , и лишь при больших энергиях рост  $\sigma_\nu$  должен несколько замедлиться. Чем большее число нуклонов оказывается на пути нейтрино, тем больше вероятность того, что оно провзаимодействует с ними и либо превратится в мюон, либо просто потеряет энергию.

Таким образом, доля нейтрино, выбывших из первичного пучка за счет взаимодействия с нуклонами ядер вещества, пропорциональна числу нуклонов  $N_n$  на пути пучка на единицу площади. Это число, в свою очередь, зависит от плотности вещества  $\rho$  и длины пути пучка в веществе  $L$ :

$$N_n = N_A M(L) = N_A \bar{\rho} L.$$

Здесь  $N_A = 6 \cdot 10^{23} \text{ г}^{-1}$  — число Авогадро;  $M(L)$  — суммарная масса на  $1 \text{ см}^2$  вещества;  $\bar{\rho}$  — средняя плотность на этом пути. Поэтому, если мы знаем величину  $\sigma_\nu$ , то, измеряя степень поглощения нейтрино на пути  $L$  в веществе, мы можем найти массу  $M(L)$ .

Достаточно детальная информация об  $M(L)$  позволяет восстановить изменение плотности вещества  $\rho$  с глубиной без каких-либо дополнительных предположений. Это обстоятельство является принципиально важным достоинством нейтринного зондирования, отличающим его от зондирования сейсмического, при котором плотность вещества может быть восстановлена лишь



при дополнительных предположениях о значениях модулей упругости вещества глубинных областей Земли. Поскольку сечение  $\sigma$ , одинаково для нуклонов вещества, находящегося на поверхности и в глубине Земли, величина его может быть найдена из лабораторных измерений, и таким образом, нейтринное зондирование не содержит указанных неопределенностей.

Нетрудно оценить значения энергии нейтрино, при которых геофизические измерения становятся реальными. Ослабление потока  $F$  нейтрино за счет поглощения происходит по экспоненциальному закону

$$F(L) = F(0) \exp\left(-\frac{L}{L_0}\right) = F(0) \exp[-M(L) N_A \sigma_0].$$

Здесь  $L_0 = (N_A \rho \sigma_0)^{-1}$  — так называемая длина поглощения, ~~вз~~ ~~з~~ ~~к~~ ~~о~~ ~~т~~ ~~о~~ ~~р~~ ~~о~~ ~~й~~ ~~п~~ ~~о~~ ~~т~~ ~~о~~ ~~к~~ ~~п~~ ~~а~~ ~~д~~ ~~а~~ ~~е~~ ~~т~~ ~~в~~  $e \approx 2,7$  раза. Сравнивая длину поглощения  $L_0 \approx 1,7 \cdot 10^5 \text{ км}/E_0$  \* с характерным размером изучаемого объекта — диаметром Земли  $\approx 1,2 \cdot 10^4 \text{ км}$ , видим, что эти величины становятся сопоставимыми лишь при энергиях  $E_0$  порядка нескольких тераэлектронвольт. Таким образом, при энергиях порядка 1 ТэВ и выше нейтрино начинают заметно поглощаться в Земле и эффекты поглощения в принципе становятся доступными измерению.

Приведем еще следующую оценку: при прохождении нейтрино по диаметру Земли («к антиподам») относительное изменение потока за счет поглощения составляет 0,06  $E_0$ . Отсюда видно, что для определения значения массы  $M$  с точностью  $\sim 3\%$  необходимо обеспечить точность абсолютных измерений потока нейтрино на уровне  $\sim 0,1\%$   $E_0$ .

Достижение таких точностей при  $E_0 \sim 1 \text{ ТэВ}$  — чрезвычайно сложная задача. С ростом энергии нейтрино эффекты поглощения растут пропорционально  $E_0$  и измерения становятся более простыми и надежными. Так, при энергии  $E_0 = 10 \text{ ТэВ}$  в Земле поглощается уже примерно половина всех нейтрино. При таких энергиях Зем-

\* Это значение  $L_0$  соответствует величине  $\bar{\rho} = 10 \text{ г/см}^3$ , выбранной из условия, что при прохождении пучка по диаметру Земли общая масса на пути пучка составит  $M_0 \approx 1,2 \cdot 10^{10} \text{ г/см}^2$ . Напомним, что в среднем по объему земного шара  $\langle \rho \rangle \approx 5,52 \text{ г/см}^3$ , тогда как плотность большинства поверхностных пород составляет  $\rho_0 = 2,5-3 \text{ г/см}^3$ .



ля в нейтринном пучке вполне уподобляется человеку, стоящему перед рентгеновским аппаратом. Те, кому приходилось видеть результаты рентгеновского обследования, например, грудной клетки, могли убедиться в неплохой контрастности снимков. Это как раз и означает, что рентгеновские лучи, проходя через человеческое тело, заметно поглощаются в нем, особенно в плотных тканях.

При еще более высоких энергиях взаимодействие нейтрино с веществом может стать настолько сильным, что приведет к практически полному поглощению нейтринного пучка: Земля станет в этом случае непрозрачной для нейтрино. Впрочем, подобные энергии будут доступны лишь в более отдаленном будущем.

Может возникнуть естественный вопрос: а нет ли каких-либо других элементарных частиц с доступными в настоящее время энергиями, длина поглощения которых была бы порядка диаметра Земли?

Современная физика не знает таких частиц, и вполне возможно, что Природа наделила столь большой проникающей способностью только нейтрино. Так, ближайший конкурент нейтрино по проникающей способности — мюон, обладающий, кроме слабого, еще и электромагнитным взаимодействием, при энергиях  $\sim 1$  ТэВ способен пробегать в веществе Земли лишь километры\*. Поэтому нейтринные пучки с энергиями от долей до десятков, а может быть, и сотен тераэлектронвольт являются уникальным зондом для исследования строения Земли.

Для того чтобы сделать исследования при не очень высоких энергиях более простыми и надежными, А. Рухула, С. Глэшоу, Р. Вильсон и Г. Шарпак предложили заменить сложные абсолютные измерения относительными измерениями нейтринного потока, проводимыми одновременно под разными углами по отношению к оси пучка. При этом один из детекторов, расположенный на оси пучка, регистрирует нейтрино, обладающие наибольшей энергией и, следовательно, испытывающие наиболее сильное поглощение. Другие детекторы располагаются

---

\* Кстати, космические мюоны использовались для просвечивания больших объектов, правда, не Земли, а пирамиды Хеопса. Известны применения мюонов также в строительной геологии и горном деле.



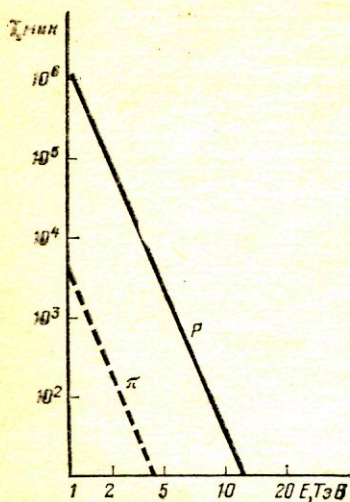


Рис. 7. Время, необходимое для измерения массы  $M$  с помощью нейтринных пучков различных ускорителей

на периферии пучка, содержащей менее энергичные нейтрино, и служат для «нормировки» измерений.

Постановку подобного эксперимента можно представить себе следующим образом. Ускоритель, например УИК, расположенный под Москвой, посылает нейтринный пучок через Землю, скажем, в район Тихого океана. В том месте, где пучок выходит на поверхность, располагаются морские танкеры, в трюмах которых находятся детекторы для регистрации мюонов. Один из танкеров находится на оси нейтринного пучка, а два или три других — в одном-двух километрах от первого. Регистрируя «сопровождающие» мюоны, рождаемые нейтринным пучком в воде, эти детекторы позволят измерить плотность нейтринного потока. Сравнение результатов измерений для детекторов, расположенных в различных танкерах, позволит найти значение массы  $M$  для данного направления пучка.

Подобная система имеет два важных достоинства. Во-первых, она мобильна и позволяет проводить измерения по различным направлениям. Во-вторых, вещество, в котором происходит рождение «сопровождающих» мюонов, — морская вода однородно. На расстояниях порядка пробега мюонов (сотни метров — километры) поток их становится равновесным и определяет

ся только нейтринным потоком, т. е. не подвержен влиянию возможных неоднородностей пород приповерхностного слоя Земли.

Значительную трудность для проведения такого эксперимента представляет создание распадного канала. Длина его должна составлять сотни метров или километры. Для измерений по различным направлениям необходимо менять его ориентацию. Отметим, что использование «прямых» нейтрино снимает эту трудность, однако необходимость «поворачивать» пучок остается.

При оценках реализуемости подобных измерений наряду с техническими трудностями следует учитывать также время, необходимое для их проведения. Некоторые представления о нем дают результаты расчетов, выполненных в ФИАНе (рис. 7). Предполагается, что масса  $M$  должна быть измерена с точностью 6% с помощью детекторов площадью  $6000 \text{ м}^2$  на оси пучка и  $3 \times 6000 \text{ м}^2$  — на его периферии. Расчеты проведены для пионного и протонного ускорителей со средней интенсивностью потока частиц  $\dot{N}_\pi = 10^{13} \text{ с}^{-1}$  и  $\dot{N}_p = 5 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$  при длине распадного канала 1 км. Как видно из рисунка, время, необходимое для измерения  $M$  в одном направлении, исчисляется днями и неделями и вполне приемлемо для экспериментов такого типа.

Идея использования нейтринного пучка для «просвечивания» Земли и изучения ее ядра была высказана в начале 70-х годов итальянскими физиками А. Плаччи и Е. Дзаваттини и советскими академиком Г. Т. Зацепиным и Л. В. Волковой.

Дальнейшим развитием этой идеи является «нейтринная геотомография», предложенная болгарским физиком И. Недялковым. Точно так же, как это делается в рентгеновской томографии, Земля должна «просвечиваться» нейтринным пучком не только под разными углами, но и из разных точек на ее поверхности. При этом образы отдельных внутренних структур на пути пучка накладываются друг на друга. Однако с помощью компьютерного анализа результатов измерений эти наложенные образы могут быть «распутаны».

Задача определения распределения плотности  $\rho(x, y, z)$  в Земле может быть сведена к определению двумерного распределения плотности в различных сечениях  $S$ . Если нейтринный пучок «просвечивает» плос-



кость  $S$  по всем возможным лучам  $L$ , то, измеряя его поглощение, можно определить зависимость величины  $M(L)$  от положения луча, вдоль которого производится измерение. Зная  $M(L)$ , можно найти распределение плотности Земли. Если предположить для простоты центральную симметрию распределения  $\rho(r)$ , то достаточно проводить «просвечивание» из одной точки.

Трудности проведения программы томографических измерений для исследования строения Земли состоят не только в сложности измерения нейтринного поглощения во многих направлениях, т. е. массы  $M(L)$ , но и в вычислении на основе этой величины распределения плотности Земли.

До сих пор, говоря о «просвечивании» Земли, мы имели в виду использование пучков мюонных нейтрино  $\nu_\mu$ . Однако как на протонных, так и на пионных ускорителях могут быть получены также пучки античастиц — антинейтрино  $\bar{\nu}_\mu$ . Для этого на протонном ускорителе вместо фокусировки  $\pi^+$  и  $K^+$ -мезонов следует фокусировать  $\pi^-$  и  $K^-$ -мезоны, а на пионном — ускорять не  $\pi^+$ , а  $\pi^-$ -мезоны (если будут созданы каонные ускорители, то на них можно будет соответственно ускорить  $K^+$  и  $K^-$ ).

Совместное использование нейтринных и антинейтринных пучков позволяет получить интересную информацию о вещественном составе внутренних областей Земли. В самом деле, из нейтринных экспериментов с ядерными мишенями известно, что нейтрино и антинейтрино по-разному взаимодействуют с протонами и нейтронами. Это означает, что поглощение, испытываемое пучками  $\nu_\mu$  и  $\bar{\nu}_\mu$  на одном и том же пути, зависит не просто от общего количества протонов и нейтронов на этом пути, но и от их относительной доли. Поэтому, сравнивая результаты «просвечивания» тех или иных областей Земли с помощью пучков мюонных нейтрино и антинейтрино, можно определить отношение среднего числа нейтронов и протонов в ядрах вещества и таким образом получить некоторую усредненную информацию о вещественном составе этих областей.

Следует подчеркнуть, однако, что этот метод информативен лишь при достаточно высокой точности определения поглощения нейтрино и антинейтрино: ошибка в измерении отношения числа нейтронов и протонов



примерно вдвое превышает относительную ошибку определения массы  $M$  в измерениях с нейтринными и антинейтринными пучками.

Рассмотренные выше методы нейтринного зондирования основаны на измерении эффектов поглощения, которое испытывают нейтринные пучки, проходя через толщи вещества. Как мы уже видели выше, при энергиях  $E_\nu \approx 1$  ТэВ (доступных для ускорителей следующего поколения) эффекты поглощения в веществе Земли малы — порядка нескольких процентов или меньше. Это приводит к довольно низкой чувствительности экспериментов, поскольку относительное изменение потока нейтрино оказывается примерно на два порядка меньше, чем вызвавшее его изменение плотности  $\Delta\rho/\rho$ .

В недавней работе, выполненной в ФИАНе, было указано на очень интересную возможность, когда чувствительность геофизических экспериментов может быть существенно выше, чем при измерении эффектов поглощения. Необходимым условием для реализации этой возможности является существование осцилляций нейтрино. Мы уже упоминали об этом явлении в гл. I и сейчас обсудим его более подробно.

Идея о возможности осцилляций нейтрино, т. е. взаимных превращений нейтрино различных сортов, была высказана академиком Б. М. Понтекорво в 1968 г. на основе аналогии с явлением осцилляций «странности». Последнее было экспериментально обнаружено при изучении нейтральных  $K$ -мезонов.

В различных процессах, обусловленных сильным (ядерным) взаимодействием, которое сохраняет квантовое число «странность», могут рождаться либо  $K^0$ -мезоны (имеющие странность  $-1$ ), либо их античастицы —  $\bar{K}^0$ -мезоны (со странностью  $+1$ ). Слабое взаимодействие не сохраняет странность и перемешивает эти два вырожденных состояния. В результате возникают два уровня  $K_1^0$  и  $K_2^0$  с очень близкими массами и существенно различными временами жизни:

$$K_1^0 = \frac{1}{2} (K^0 + \bar{K}^0), \quad K_2^0 = \frac{1}{2} (K^0 - \bar{K}^0).$$

При этом нестабильное состояние  $K_1^0$  распадается в основном на два пиона, а  $K_2^0$  — на три пиона. Теперь представим себе, что в результате какой-либо реакции (например,  $\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda$ ) на ускорителе создан чистый



пучок  $K^0$ -мезонов. Посмотрим, что будет происходить с этим пучком в вакууме.

В соответствии с квантовой механикой эволюция во времени  $K$ -мезонов описывается фактором  $\exp(i \frac{mc^2 t}{h} - \frac{\Gamma_i t}{2})$ , где первое слагаемое в скобках учитывает фазу ( $m_i$  — масса  $i$ -го  $K$ -мезона), а второе — нестабильность частицы ( $\Gamma_i$  — «ширина» распада),  $h$  — постоянная Планка. Если бы можно было пренебречь нестабильностью частиц ( $\Gamma_i=0$ ), то через время  $t = \frac{\pi h}{|m_1 - m_2|c^2}$  в пучке, который первоначально состоял только из  $K^0$ , этих частиц вообще не осталось бы. Вместо них в пучке оказались бы  $\bar{K}^0$ -мезоны, т. е. пучок изменил бы свою странность. Еще через такое же время ситуация изменилась бы на противоположную и пучок опять содержал бы только  $K^0$ -мезоны. Это и есть осцилляции странности, и они наблюдались экспериментально на фоне экспоненциального затухания, обусловленного распадами  $K$ -мезонов.

Предполагается, что аналогичное явление может иметь место и для нейтрино. При этом нейтрино различных сортов являются смесями нейтринных состояний  $\nu_1, \nu_2, \dots$  с определенными массами  $m_i$ . Это смешивание, аналогичное смешиванию  $K$ -мезонов, для простейшего случая двух типов нейтрино можно записать с помощью угла смешивания  $\Theta$  таким образом:

$$\begin{aligned} \nu_e &= \nu_1 \cos \Theta + \nu_2 \sin \Theta; \\ \nu_\mu &= -\nu_1 \sin \Theta + \nu_2 \cos \Theta, \end{aligned}$$

(заметим, что в случае  $K$ -мезонов смешивание максимально при  $\Theta=45^\circ$ ).

Если угол смешивания  $\Theta \neq 0$  и  $m_1 \neq m_2$ , то при движении нейтрино в вакууме должны происходить переходы мюонных нейтрино в электронные и обратно точно так же, как происходят переходы для  $K$ -мезонов. При этом вероятность найти в первоначально чистом пучке на расстоянии  $L=ct$  нейтрино другого сорта равна

$$P_{\nu_e \nu_\mu} = \frac{1}{2} \sin^2 2\Theta (1 - \cos 2\pi L/L_\nu),$$

а вероятность найти нейтрино первого сорта есть  $P_{\nu_\mu \nu_e} = 1 - P_{\nu_e \nu_\mu}$ . Здесь  $L_\nu$  — длина вакуумных осцил-

ляций, которая зависит от энергии нейтрино:

$$L_{\nu} \frac{4\pi E h}{|m_1^2 - m_2^2| c^3}.$$

В отличие от осцилляций странности нейтринные осцилляции до настоящего времени еще не обнаружены экспериментально. Однако недавние измерения массы нейтрино и современные теоретические построения дают сильные аргументы в пользу того, что такие осцилляции должны существовать, и во многих лабораториях мира проводятся и планируются эксперименты по их поиску.

Какое же отношение осцилляции могут иметь к проблемам нейтринной геофизики? А вот какое. Если нейтрино проходит через вещество, то это вещество может самым радикальным образом повлиять на характер осцилляций (на это обстоятельство указывал Вольфенштейн). Рассмотрим две наиболее интересные возможности.

Во-первых, при некоторых условиях осцилляции в веществе могут возникнуть даже в том случае, если они не возникают в вакууме (например, если масса нейтрино равна нулю). Эти осцилляции являются результатом когерентного рассеяния нейтрино на нуклонах или электронах вещества при условии, что рассеяние может переводить один тип нейтрино в другой (так называемая недиагональность нейтрального тока по типу нейтрино).

Это явление, как и вакуумные осцилляции, имеет свой аналог в физике К-мезонов — так называемую регенерацию. Регенерацию можно наблюдать, если, например, пропустить пучок  $K_2^0$ -мезонов через вещество. При взаимодействии с веществом проявится тот факт, что  $K_2^0$  — это суперпозиция  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  и эти две компоненты по-разному взаимодействуют с нуклонами вещества. Тогда

$$K_2^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K^0 - \bar{K}^0) \Rightarrow \frac{iK^0 - j\bar{K}^0}{\sqrt{2}} = \frac{\bar{f} + f}{2} K_2^0 + \frac{f - \bar{f}}{2} K_1^0,$$

где  $f$  и  $\bar{f}$  — амплитуды рассеяния  $K^0$  и  $\bar{K}^0$ . Таким образом в пучке  $K_2^0$ -мезонов появятся примесь  $K_1^0$ . Точно так же при взаимодействии с веществом в первоначально чистом пучке мюонных нейтрино некоторая часть перейдет в электронные нейтрино. Причем эффективная длина осцилляций в веществе  $L_m \approx 2,5 \cdot 10^4$  км/р.



Измеряя  $I'_m$ , можно определять плотность для разных путей в Земле, причем эффекты, обусловленные влиянием вещества на плотность нейтринного потока, прошедшего Землю, будут порядка 100%.

В отличие от поглощения эффекты таких осцилляций не зависят от энергии  $E_\nu$ , и последняя может быть выбрана исходя из возможностей ускорителя и требования надежности регистрации нейтрино на больших расстояниях от источника. С экспериментальной точки зрения постановка измерений такая же, как обычно в опытах по поиску осцилляций: измеряется либо уменьшение потока нейтрино исходного типа ( $\nu_\mu$ , например, по сопровождающим мюонам), либо появление нейтрино нового типа ( $\nu_e, \nu_\tau$ ).

Рассмотрим теперь другую возможность. В ряде современных теоретических схем, допускающих существование вакуумных осцилляций, вместе с тем предполагается диагональность нейтрального тока по типу нейтрино. В этом случае влияние вещества будет проявляться в том, что произойдет модификация вакуумных осцилляций. Эта модификация обусловлена разницей во взаимодействии нейтрино с веществом, которая, в свою очередь, связана с присутствием в стабильном веществе электронов — «партнеров» электронного нейтрино. Вероятности переходов электронных нейтрино в мюонные и обратно даются теми же формулами, что и в случае вакуумных осцилляций, однако с заменой вакуумных угла смешивания  $\Theta$  и длины осцилляции  $L_0$  новыми значениями  $\Theta_j$  и  $L_j$ :

$$\sin^2 2\Theta_m = \frac{\sin^2 2\Theta}{1 - 2 \frac{L_\nu}{L_0} \cos 2\Theta + \frac{L_\nu^2}{L_0^2}},$$

$$L_m = \frac{L_\nu}{\left(1 - 2 \frac{L_\nu}{L_0} \cos 2\Theta + \frac{L_\nu^2}{L_0^2}\right)^{1/2}}.$$

Здесь  $L_0 \approx 3,54 \cdot 10^4 \frac{1}{\rho}$  км — так называемая длина Вольфенштейна, которая, как видно, соизмерима с размерами Земли.

Замечательной особенностью осцилляций в этом слу-

чае является усиление их амплитуды, если соблюдается соотношение  $L_\nu/L_0 = \cos 2\Theta$  (Вольфенштейн, 1978; Михеев и Смирнов, 1985). При этом условии независимо от величины амплитуды вакуумных осцилляций амплитуда осцилляций в веществе имеет максимальное значение:  $\sin^2 2\Theta_m = 1$ . В других ситуациях имеем: при  $L_\nu \ll L_0$  эффекты вещества пренебрежимо малы ( $\Theta_m \simeq \Theta$ ,  $L_m \simeq L_\nu$ ); в противоположном случае  $L_\nu \gg L_0$  вещество подавляет осцилляции ( $\sin^2 2\Theta_m \simeq 0$ ,  $L_\nu \simeq L_0$ ).

При каких условиях влияние вещества будет сказываться наиболее сильно и, следовательно, измерения могут быть максимально чувствительными к массе вещества?

Если вакуумный угол  $\Theta$  достаточно велик, то амплитуда вакуумных осцилляций тоже велика. Наиболее ярким проявлением влияния вещества в этом случае было бы подавление осцилляций.

В том случае если угол  $\Theta$  мал, вакуумные осцилляции имеют малую амплитуду. Для наиболее яркого проявления влияния вещества в этом случае выгодно обеспечить условия максимальной амплитуды и значительного изменения фазы, которые привели бы к хорошо заметному изменению нейтринного потока. Добиться максимальной амплитуды легко, выбрав надлежащую энергию, как и в предыдущем случае. Однако при малых значениях угла  $\Theta$  длина осцилляций  $L_m \sim L_\nu / \sin 2\Theta$  оказывается больше размеров Земли, так что полностью условиям изменения фазы на величину  $\pi$  удовлетворить не удастся. Тем не менее для достаточно широкой области углов  $\Theta$  можно получить значительный эффект влияния вещества, превосходящий эффект поглощения в десятки и сотни раз.

Выбирая надлежащим образом энергию нейтрино, можно обеспечить выполнение условий усиления осцилляций для определенных областей Земли, т. е. сделать измерения наиболее чувствительными к определенным значениям  $\bar{\rho}$  и малочувствительным — к другим.

В заключение еще раз подчеркнем, что вопрос о существовании осцилляций (вакуумных и в веществе) в настоящее время открыт, и в его решении могли бы сыграть важную роль измерения с ускорительными или



природными нейтрино, проводимыми в масштабах земного шара.

Метод нейтринного зондирования может быть в принципе использован для исследования строения не только Земли, но и других небесных тел. Для этой цели И. Недялков предлагал послать на орбиту спутников этих тел источник нейтринного пучка и детектор. Однако с позиций сегодняшнего дня такое предложение выглядит совершенно фантастическим.

В отношении нашего естественного спутника, Луны, существует значительно более простая и реальная возможность — просвечивание нейтринным пучком, посылаемым с Земли. Пучки мультитэвных ускорителей будут иметь достаточные энергии и интенсивности, чтобы сделать такие измерения информативными. Заметим, кстати, что распадный канал в этом случае может быть расположен на поверхности Земли и, таким образом, не возникает ограничения его длины. Останется (всего лишь!) смонтировать на обратной стороне Луны детектирующую аппаратуру.

## Геодезия

Пучки нейтрино создают принципиальную возможность осуществления прецизионных геодезических измерений в масштабах всей Земли. Идея таких измерений очень проста: расстояние между точками, расположенными на поверхности Земли или на дне океана, может быть определено с помощью измерения времени пролета нейтрино между этими точками. Одной из таких точек, базовой для всех измерений, может быть некоторая выбранная точка нейтринного канала ускорителя. В другую точку должен быть помещен детектор, регистрирующий время прихода нейтрино. Необходимым условием таких измерений является обеспечение синхронизации с высокой точностью работы ускорителя и детектора, которая может быть осуществлена, например, с помощью пары эталонных часов, расположенных у источника и детектора нейтрино.

Прецизионные геодезические измерения представляют несомненный интерес для решения целого ряда геофизических задач, таких, как изучение приливного движения Земли (составляющего десятки сантиметров в



сутки), движения тектонических плит (сантиметры в год) и т. п.

Основным параметром, определяющим точность измерения расстояния с помощью нейтрино, является минимальный линейный размер (или длительность  $\delta\tau = c\delta x$ ) нейтринного импульса, который обеспечивает уверенный прием нейтринного сигнала детектором. Очевидно, что наиболее адекватными для геодезических измерений являются нейтринные пучки линейных ускорителей, обладающих короткими сгустками с высокой плотностью частиц. Так, например, для пионного варианта линейного ускорителя ВЛЭПП с энергией частиц  $E_\pi = 1$  ТэВ и длиной распадного канала  $l = 1$  км детектор площадью  $250 \text{ м}^2$ , помещенный на расстоянии  $1000$  км от ускорителя, зафиксирует за один импульс около  $10$  мюонов при длине сгустка  $\approx 0,5$  см.

Это означает, что при обеспечении синхронизации с точностью не хуже  $\sim 3 \cdot 10^{11}$  с точность измерений за один импульс ускорителя может быть на уровне  $\sim 1$  см. За счет увеличения статистики эта точность может быть существенно улучшена, а измерения могут проводиться на больших расстояниях и с детекторами меньших площадей.

Для кольцевых ускорителей плотность частиц в пучке существенно ниже, чем в линейных, и для уверенного приема необходимо, чтобы, как правило, регистрировался весь импульс длиной порядка длины кольца ускорителя или значительная часть его. Так, для уверенного приема сигнала ( $N_\mu^{\min} = 10$ ) детектором площадью  $\approx 250 \text{ м}^2$  на расстоянии  $1000$  км от ускорителя типа «Тэватрон» (энергия частиц  $E_p = 1$  ТэВ, число частиц в импульсе  $N_p = 10^{14}$ ,  $l = 1$  км) необходима регистрация всего импульса, имеющего длину кольца (6 км). С ростом энергии условия для регистрации становятся более благоприятными и позволяют повысить точность измерений.

## Геология

Рассмотрим теперь методы геологических исследований, в которых могут быть использованы вторичные излучения, генерируемые нейтринными пучками.

**А. Мюонный метод.** Как уже было сказано выше,



плотность потока «сопровождающих» мюонов, рождаемых нейтринными пучками, для будущих ускорителей должна быть весьма велика, и мюонный сигнал можно будет без труда зарегистрировать достаточно компактными детекторами на расстояниях в тысячи километров от ускорителя. Можно ли использовать этот поток для исследования строений земной коры?

Для того чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим вначале заведомо идеализированную упрощенную ситуацию: будем предполагать, что верхний слой земной коры состоит из однородного вещества. Тогда плотность потока сопровождающих мюонов будет иметь равновесное значение  $F$ , определяемое как характеристиками нейтринного пучка, так и свойствами среды: ее плотностью, сечением взаимодействия нейтрино с ядрами вещества и удельными энергетическими потерями мюонов, определяющими их пробег в веществе.

Предположим, что в однородной среде на пути пучка расположена область, заполненная веществом, отличающимся от окружающего вещества. Как это скажется на потоке мюонов?

В том случае если вещество залежи отличается от окружающего вещества только плотностью, это слабо повлияет на величину потока равновесных мюонов; увеличение потока в более плотной среде за счет рождения большого числа мюонов компенсируется увеличением энергетических потерь.

Однако если атомные составы пород залежи и окружающего грунта различны, то возникает отклонение от равновесного потока или, как говорят, его возмущение. Именно это возмущение служит сигналом о наличии залежи в «мюонном» методе, предложенном А. Рахулой и другими. При этом оказывается, что если залежь содержит более тяжелые элементы, чем окружающие породы, то за счет избытка нейтронов в ядрах залежи происходит увеличение потока по сравнению с его равновесным значением, тогда как больший заряд ядер приводит к уменьшению потока. Величиной, характеризующей чувствительность метода, является отношение возмущенного потока  $F_1$  к равновесному:  $F_1/F$ .

Приведем некоторые оценки, иллюстрирующие возможности метода. Выберем в качестве эталонной единицы, характеризующей мощность залежи, количество вещества, равное  $1 \text{ кг/см}^2$  в направлении вдоль пучка.

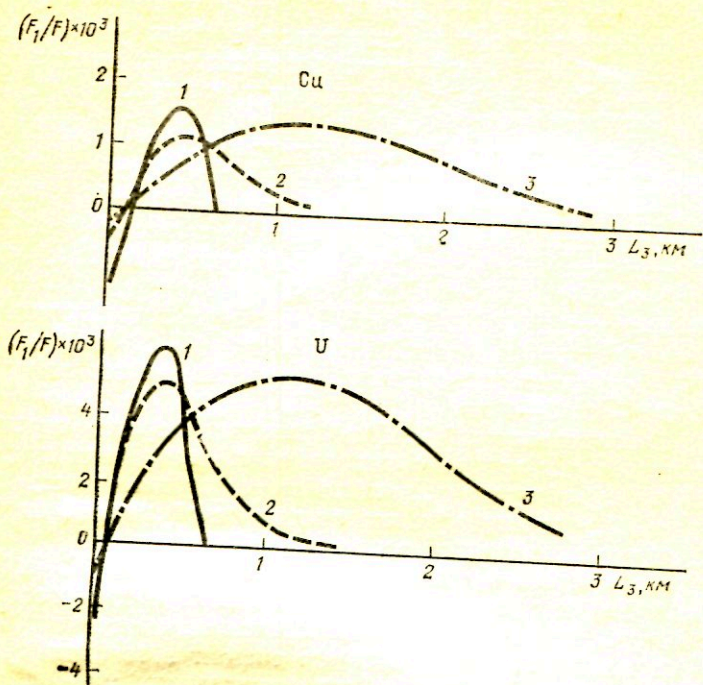


Рис. 8. Отношение сигнала к фону для залежи «эталонной» мощности как функция расстояния вдоль пучка: 1 — ВЛЭПП; 2 — УНК; 3 — SSC'

Эту величину легко связать с мощностью залежи в вертикальном направлении, если умножить ее на  $\sin \alpha$ , где  $\alpha$  — угол по отношению к горизонтали, под которым пучок выходит из Земли. Так, например, если исследуемая область находится на расстоянии 1000 км от ускорителя, то  $\alpha \approx 5^\circ$  и эталонная единица соответствует мощности около  $1 \text{ т/м}^2$  в вертикальном направлении. Для грунта, окружающего залежь, примем  $A = 2 Z = 20$ .

На рис. 8 показана зависимость от глубины залегания залежи величины  $F_1/F$ , вычисленной для медной и урановой залежей эталонной мощности. Различные кривые соответствуют пучкам различных ускорителей. Как видно из рисунка, при глубине залегания  $L_3 \lesssim 0,1$  км отношение  $F_1/F$  положительно, т. е. преобладает эффект увеличения сечения взаимодействия нейтрино с атома-



ми залежи. Наоборот, при  $L_3 > 0,1$  км отношение  $F_1/F$  отрицательно и главным становится эффект увеличения тормозных потерь мюонов на более тяжелых атомах залежи, приводящий к уменьшению плотности потока мюонов.

Ограничения по глубине для использования данного метода определяются пробегом мюонов и углом к горизонту, под которым пучок выходит из Земли. С ростом энергии ускорителя растут пробеги равновесных мюонов и увеличиваются доступные дальности и глубины измерений.

Ускорители ВЛЭПП и УНК могут использоваться для обнаружения лишь неглубоких ( $L_3 < 1$  км) залежей, тогда как ускорители с большими энергиями типа SSC' — до 3—4 км.

Рассматриваемый метод позволяет хорошо определять контуры залежи в направлении, поперечном к пучку, но вдоль пучка дает лишь суммарную мощность залежи и не может отличить толстый слой легкого минерала от более тонкого слоя минерала тяжелого.

В Физическом институте АН СССР им. П. Н. Лебедева был предложен «спектральный» метод, позволяющий существенно расширить возможности мюонного метода поиска залежей. Суть его состоит в том, что вместо интегрального потока сопровождающих мюонов измеряется его спектральный состав, т. е. количество мюонов с определенной энергией. Как оказалось, подобные измерения не только позволяют повысить чувствительность метода, но и дают дополнительную информацию. Верхняя граница спектра «возмущения» позволяет определить глубину, на которой расположена залежь, а характер спадания спектра у его верхней границы («размытие») указывает на толщину слоя залежи. Эти достоинства «спектрального» метода для случая пучка от ускорителя типа ВЛЭПП иллюстрирует рис. 9. Как и в случае нейтринного зондирования Земли, некоторую усредненную информацию о вещественном составе пород может дать сравнение потоков мюонов  $\mu^-$  и  $\mu^+$ , возникающих от пучков нейтрино и антинейтрино.

Приведем еще результаты оценок, дающие представление о времени, необходимом для проведения поисковых работ. Для примера рассмотрим урановую залежь «эталонной» мощности, расположенную на расстоянии 10 000 км от ускорителя. Интенсивность первичного пуч-

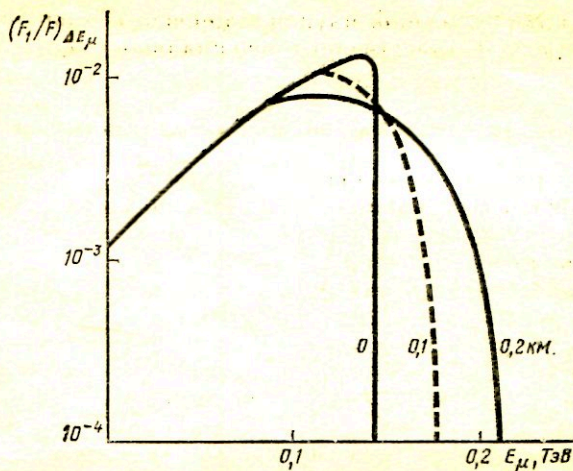


Рис. 9. Отношение сигнала к фону для залежи «эталонной» мощности при  $L_2=0,4$  км и различных  $\Delta L_3$  как функция энергии регистрируемых мюонов (нейтринный пучок ВЛЭПП)

ка примем равной  $\bar{N}_\pi = 10^{13} \text{ с}^{-1}$  (ВЛЭПП),  $\bar{N}_p = 7,5 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$  (УНК) и  $\bar{N}_p = 4,3 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$  (SSC'), длину распадного канала  $l=1$  км и площадь детектора —  $10 \text{ м}^2$ .

Время, требуемое для обнаружения залежи, составляет для различных ускорителей и глубин залегания от нескольких минут до нескольких часов (рис. 10). Аппаратура для регистрации мюонов достаточно проста и компактна и может быть расположена, например, на грузовых автомобилях.

**Б. Радиометод.** Методы электроразведки, использующие постоянные или переменные, естественные или искусственные электромагнитные поля для исследования строения верхней части земной коры, поиска и разведки месторождений полезных ископаемых, находят широкое применение в геофизике. Эти методы основаны главным образом на изучении характера распределения электромагнитных полей на поверхности, хотя в некоторых видах электроразведочных работ используются скважины или шахты.



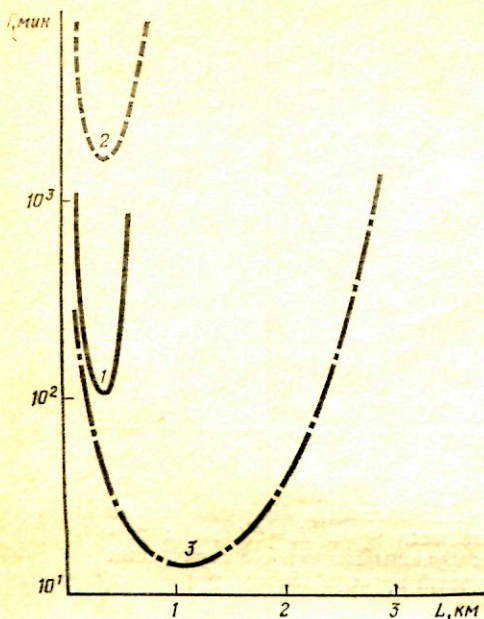


Рис. 10. Время, необходимое для детектирования урановой залежи «эталонной» мощности как функция расстояния вдоль пучка: 1 — ВЛЭПП; 2 — УНК; 3 — SSC'

Наличие источника электромагнитных колебаний в заданном месте и на заданной глубине было бы чрезвычайно полезно для геофизических исследований.

Г. А. Аскаръян для интроскопии горных пород предложил генерировать радиоизлучение с помощью пучка нейтрино. Однако, как показали детальные оценки, проведенные в ФИАНе, мощность радиосигнала от пучков ускорителей следующего поколения будет, по-видимому, очень малой для длин волн порядка сотен метров, которые достаточно хорошо распространяются в породах. Это означает, что для практического применения в геофизике радиоизлучения от пучков нейтрино интенсивность и энергия последних должны быть существенно выше, чем в рассматриваемых сейчас проектах.

**В. Акустический метод.** Одним из наиболее эффективных методов поиска полезных ископаемых, широко используемым в практике прежде всего для поиска и разведки месторождений нефти и газа, является сейсморазведка. Сейсмические волны для этой цели создаются с помощью взрывов или специальных механических устройств — вибраторов. Источник волн располагается, как

правило, на поверхности Земли или на небольшой глубине. Распространяясь в породах, волны встречают на своем пути границы раздела слоев и неоднородности и частично отражаются от них и преломляются. Именно эти отраженные и преломленные волны, зарегистрированные чувствительными сейсмографами, несут информацию о строении исследуемой области земной коры, главным образом о расположении и форме слоев различных пород.

А. Рухула, С. Глэшоу, Р. Вильсон и Г. Шарпак предложили использовать для геологических исследований термоакустический сигнал, генерируемый в горных породах пучком нейтрино. Что нового может дать этот «нейтринно-акустический» метод по сравнению с традиционной сейсморазведкой? Оказывается, довольно много. Наиболее существенными достоинствами этого метода являются следующие.

1. Вместо отраженных волн используется прямой сигнал известной формы, что облегчает обработку данных. Источник звука находится в известном месте и на известной глубине, которые можно изменять в процессе работы.

2. Скорость звука в породах может быть определена непосредственно в ходе измерений (при этом двумя независимыми и дополняющими друг друга способами), тогда как в обычной сейсморазведке она является неизвестной величиной. Поэтому «нейтринно-акустический» метод позволяет сразу же получать глубинный разрез исследуемой области земной коры, в то время как традиционная сейсморазведка дает лишь временную картину прихода сигналов, отраженных от различных слоев, и для ее расшифровки необходимо делать предположения о скорости звука в различных слоях пород.

3. Амплитуда сигнала несет информацию о термоакустических свойствах пород в том месте, где прошел нейтринный пучок (т. е. о теплоемкости, коэффициенте теплового расширения и скорости звука), и, следовательно, о составе этих пород.

Обсудим теперь более подробно особенности «нейтринно-акустического» метода. Нейтринный пучок, проходя через толщу вещества, создает в ней своеобразную акустическую антенну. При этом, как и полагается для линейной антенны, величина амплитуды акустического давления зависит как  $1/\sqrt{r}$  от глубины, на которой



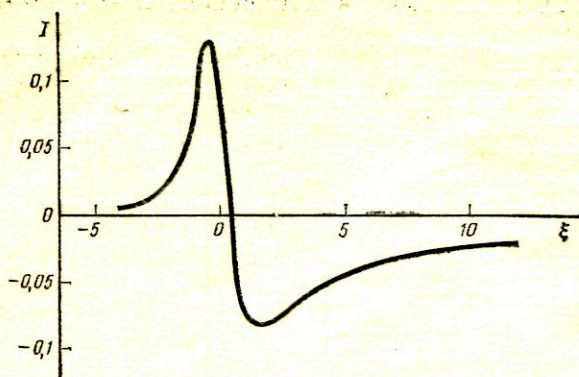


Рис. 11. Форма акустического биполярного импульса

она расположена (т. е. на которой проходит нейтринный пучок), в отличие от точечного источника (в обычной сейсморазведке), для которого эта зависимость имеет вид  $1/r$ . Основная часть сигнала генерируется участком «антенны», ближайшим к приемнику сигналов — геофону.

Сигнал имеет биполярную форму (рис. 11) с характерным временем  $\Delta/c_0$ . Поэтому определение формы акустического сигнала позволяет находить локальное значение скорости звука  $c_0$ , т. е. ее значение для пород, расположенных в месте прохождения пучка.

Синхронизация работы ускорителя и геофонов позволяет знать время, в течение которого звуковой сигнал от «антенны», расположенной на глубине  $r$  (известной), доходит до геофона. Это дает возможность независимо определять среднюю скорость  $c_0$  звука в породах, лежащих между геофоном и «антенной».

Скачок термоакустического давления  $\Delta p = \frac{1}{2} (p_{\max} - p_{\min})$  следующим образом зависит от параметров, определяющих условия измерения:

$$\Delta p_{\pi, p} \simeq k_{\pi, p} \Gamma \rho N_{\pi, p} I E_{\pi, p}^{1/2} r^{1/2} L^{-1/2},$$

где  $\Gamma$  — коэффициент Грюнайзена;  $\rho$  — плотность;  $k_{\pi} \simeq \simeq 3,6 \cdot 10^{-23}$  дин/см<sup>2</sup>;  $k_p \simeq 1,9 \cdot 10^{-25}$  дин/см<sup>2</sup>, а  $r$  измеряется в километрах.

Видно, что величина сигнала  $\Delta p$  пропорциональна

$\rho l$ , т. е. зависит от свойств материалов, сквозь которые проходит нейтринный пучок.

Подчеркнем еще сильную зависимость  $\Delta p$  от энергии ускорителя  $E^{5/2}$  (при фиксированной длине распадного канала), т. е. повышение этой энергии может существенно увеличить акустический сигнал. Это очень важно, поскольку величина его мала. Так, например, на расстоянии 1000 км от ускорителя при глубине исследуемой области  $r=1$  км (и  $l=1$  км) скачок термоакустического давления от одного импульса различных ускорителей составляет:  $2 \cdot 10^{-11}$  дин/см<sup>2</sup>—ВЛЭПП,  $10^{-9}$  дин/см<sup>2</sup>—УНК,  $5,5 \cdot 10^{-7}$  дин/см<sup>2</sup>—SSC'. Для сравнения укажем, что предел чувствительности человеческого уха составляет примерно  $10^{-4}$  дин/см<sup>2</sup>.

Однако более важной величиной является не абсолютное значение сигнала (поскольку существуют очень чувствительные геофоны), а его соотношение с фоновыми помехами в рабочей полосе частот. Характерные частоты акустического сигнала зависят от ширины области энерговыделения пучка  $\Delta$  и скорости звука  $c_0$ :  $f \simeq \simeq c_0/2\pi\Delta$  и при  $L=1000$  км составляют для рассматриваемых ускорителей от нескольких герц до нескольких десятков герц при ширине полосы того же масштаба.

Основным источником помех являются сейсмические шумы, обусловленные различными причинами, прежде всего стохастическими движениями земной коры. Существенную часть шума на поверхности составляют поверхностные волны, вклад которых может быть в значительной степени подавлен с помощью направленных геофонов. Оценки показывают, что даже для таких мощных ускорителей, как SSC', отношение сигнала к шуму от одного импульса ускорителя (при  $l=r=1$  км и  $L=1000$  км) очень мало — на уровне  $10^{-4}$ .

Практическое использование акустического метода окажется возможным только в том случае, если будут найдены эффективные способы увеличения отношения сигнала к шуму. Очевидным выходом было бы увеличение энергии ускорителей, однако это станет возможным, по-видимому, только в более отдаленной перспективе. Существуют, однако, и некоторые другие возможности, на которые было указано в работе А. Рухулы и других:

а) накопление данных от многих импульсов ускорителя при использовании синхронизации работы ускорителя



теля и геофонов. Амплитуда сигнала при накоплении растет линейно с числом импульсов  $N_n$ , тогда как амплитуда стохастических шумов увеличивается как  $\sqrt{N_n}$  и, следовательно, выигрыш от накопления составляет  $\sqrt{N_n}$ ;

б) использование антенн из большого числа геофонов  $N_r$ . По тем же причинам, что и при накоплении данных, статистический выигрыш составляет  $\sqrt{N_r}$ . Кроме того, используя направленность антенны, можно подавить коррелированные поверхностные шумы и сфокусировать чувствительность антенны на область, где происходит генерация акустического сигнала;

в) используя известную форму сигнала, можно выделить его на фоне значительных помех. Для этого можно применять различные методы, широко используемые в обычной сейсморазведке или радиолокации,

### **Взаимодействие нейтринных пучков с сейсмически активной средой**

Может оказаться, однако, что акустический «отклик» земной среды на воздействие нейтринного пучка будет значительно сильнее, чем ожидается из расчетов, основанных на термоакустическом механизме. Гипотеза об «аномальном» акустическом отклике земной среды была высказана в совместной работе, выполненной сотрудниками ФИАНа и Института физики земли им. О. Ю. Шмидта, и родилась она из изучения причин возникновения тех самых шумов, которые мешают приему полезных акустических сигналов. Идея состоит в следующем.

Породы, слагающие литосферу Земли, находятся, как правило, в напряженном состоянии, обусловленном целым рядом причин: статическим давлением, течениями в подстилающей литосферу астеносферном слое, луно-солнечными приливами и т. п. По своим механическим свойствам горные породы являются хрупкими материалами. Для них характерны сложный состав и насыщенность разномасштабными дефектами. При достаточно больших напряжениях (которые, однако, еще далеки от теоретического предела прочности материала) в горной породе происходит рост имевшихся ранее трещин и образование новых трещин внутри зерен и меж-



ду ними. Этот процесс сопровождается сейсмической эмиссией, т. е. излучением волн, являющихся основным источником сейсмических шумов в области высоких частот (десятки и сотни герц). Такие шумы, получившие название региональных высокочастотных сейсмических шумов, существуют повсеместно и составляют основной фон для рассмотренного выше акустического метода в нейтринной геофизике. Как уже говорилось, в рабочем диапазоне частот этого метода амплитуда высокочастотных шумов оказывается на 4—5 порядков выше, чем полезный термоакустический сигнал.

В последние годы достигнут значительный прогресс как в экспериментальном изучении высокочастотных шумов, так и в понимании генерирующих их механизмов. Использование более чувствительной аппаратуры и проведение измерений в течение длительного времени привели к сделанному в Институте физики земли открытию нового явления: модуляции высокочастотных сейсмических шумов Земли низкочастотными деформирующими процессами. Значительная глубина модуляции шумов при воздействии слабых процессов и эмиссионная их природа дают основание рассматривать некоторую часть верхних слоев земной коры как сейсмически активную среду, которая при воздействии относительно малых возмущений излучает запасенную в ней потенциальную энергию в виде сейсмических волн широкого диапазона частот.

Как показали расчеты группы ФИАНа и ИФЗ, в сейсмически активной среде могут реализоваться условия, когда взаимодействие нейтрино с веществом может сыграть роль «спускового механизма», высвобождающего запасенную в среде упругую энергию, существенно большую, чем энергия, выделенная нейтринным пучком. Ситуация здесь совершенно аналогична «спусковому механизму» действия камеры Вильсона или пузырьковой камеры. Каков же этот механизм?

Взаимодействие нейтрино с веществом и образование каскада вторичных частиц приводит к практически мгновенной диссипации энергии в объеме, занимаемом каскадом. Происходящее при этом выделение тепла распределено в пространстве крайне неравномерно: наибольшая объемная плотность его достигается вблизи точки взаимодействия на треках малоэнергичных осколков ядра (и осколков ядер, развалившихся под дейст-



нием вторичных частиц), где в цилиндре с поперечными размерами  $\sim 10^{-6}$  см выделяется  $\sim 10^9 - 10^{10}$  эВ/см. Такое выделение тепла способно образовать зародышевую микротрещину, которая в напряженной породе при некоторых условиях начинает быстро расти, приводя к высвобождению упругой энергии.

Характерные размеры образующихся трещин  $l_T$  зависят от многих факторов: состава и структуры пород, размеров зерен, величины напряжения и т. д. и, по-видимому, могут изменяться в широких пределах — от долей миллиметров до десятков сантиметров, а может быть, и больше. Вместе с тем эти размеры существенно меньше поперечных размеров эффективной области выделения энергии пучка  $\Delta$ , составляющих десятки и сотни метров на расстоянии порядка 1000 км от ускорителя. Поэтому характерные времена развития трещин  $\tau_T \simeq l_T/c_0 \sim 10^{-7} - 10^{-4}$  с много меньше, чем характерная длительность акустического сигнала, вызванного пучком,  $\Delta/c_0 \simeq 10^{-2} - 10^{-1}$  с. Это означает, что различные корреляционные методы, методы временных привязок и модуляций могут применяться для анализа и выделения аномального сигнала точно так же, как они применяются в случае термоакустического механизма.

Вместе с тем, по-видимому, могут существовать и такие состояния пород, при которых образование трещин будет иметь более сложный характер, например, с запаздыванием развития вторичных трещин, образованием ветвящихся трещин или их цепочек и т. п. В этом случае фазовые соотношения между структурой нейтринного пучка и акустическим откликом будут иметь более сложный характер.

В настоящее время свойства сейсмически активной среды Земли изучены еще недостаточно полно, и это не дает возможности провести детальные вычисления. Однако довольно простые оценки дают основания ожидать, что «аномальный» отклик может превышать термоакустический сигнал в тысячу раз и более. В этом нет ничего удивительного, если учесть, что образование одной трещины размером 1 см на глубине 1 км дает акустический сигнал на 5—7 порядков больший, чем термоакустический сигнал от всего нейтринного пучка мощного ускорителя.

Если последующие исследования покажут, что этот механизм действительно достаточно эффективен, это



обстоятельство может оказаться очень полезным для целого ряда практических приложений, таких, как геологическая разведка залежей углеводородов, изучение напряженных зон Земли, предсказание (и возможно, профилактика!) землетрясений и т. п. Очевидно, что «аномальный» сигнал дает другую информацию о свойствах среды, чем термоакустический, но эта информация может оказаться ничуть не менее интересной.

Другой аспект связан с возможным использованием сейсмически активной среды Земли для детектирования космических нейтрино (Земля как детектор!).

### Регистрация антинейтрино низких энергий

До сих пор, обсуждая возможные применения нейтрино для геофизических исследований, мы ограничивались исключительно пучками частиц высоких энергий, которые могут быть получены на мощных ускорителях. В этом разделе рассмотрим нейтрино низких энергий. И хотя ранее мы довольно категорично отвергли целесообразность использования пучков таких нейтрино в геофизике, мы сейчас увидим, что природные нейтрино низких энергий могут быть с успехом использованы для исследования внутренних областей нашей планеты.

Если воспользоваться аналогией с оптикой, то методы, которые обсуждались выше, можно сравнить с рассматриванием объекта (в нашем случае этот объект — Земля) с помощью луча света от некоторого источника, находящегося вне объекта. Поглощение или рассеяние этого «нейтринного света» веществом или генерация под его воздействием вторичных излучений — для того чтобы эти явления можно было практически использовать, нужны нейтрино высоких энергий.

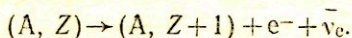
Однако возможна и такая ситуация, когда рассматриваемый объект сам излучает «свет». Подобный пример из области практического использования нейтрино мы уже приводили в гл. I — это нейтринная диагностика внутриреакторных процессов, когда нейтрино излучается активной зоной реактора.

Так вот, наша Земля как раз и является таким источником нейтринного, точнее антинейтринного, «света», и его регистрация может дать важнейшую информацию о внутренней структуре и динамике Земли, не доступную для получения другими методами. При этом тот факт, что Земля прозрачна для таких антинейтрино



и практически все антинейтрино, рожденные от источников внутри Земли, достигают ее поверхности без рассеяния или поглощения, делает их идеальным зондом для исследования. На это обстоятельство обратили внимание в своей недавней статье американские физики М. Краусс, С. Глэшоу и Д. Шрамм.

Антинейтрино в недрах Земли возникают в результате  $\beta$ -распадов радиоактивных элементов



Здесь  $A$  — атомный номер;  $Z$  — заряд ядра. Распределение и распространенность радиоактивных изотопов внутри Земли имеют первостепенное значение для геофизики прежде всего потому, что именно распады радиоактивных элементов могут быть ответственными за энергетический и тепловой баланс Земли. Энергетика, в свою очередь, определяет важнейшие динамические свойства Земли, такие, например, как конвективные потоки. Эти потоки в мантии тесно связаны с движением тектонических плит, а в ядре — с магнитным полем Земли («геомагнитное динамо»).

Оценки полной мощности источника энергии, необходимого для генерации геомагнитного поля, приводят к значению  $10^9$ — $10^{11}$  Вт. Примерно на один-два порядка величины больше энергия крупных землетрясений и на два—четыре порядка больше тепловой поток через поверхность Земли —  $(3-4) \cdot 10^{13}$  Вт.

Откуда в ядре берется необходимая энергия? В качестве наиболее вероятных обсуждаются следующие два механизма:

а) распады радиоактивного изотопа  $^{40}\text{K}$ , приводящие к нагреванию и тепловой конвекции во внешней (жидкой) части ядра;

б) кристаллизация и оседание на поверхность внутреннего ядра более тяжелой фазы и движение вверх обедненного никелем и остывающего слоя.

Оба гипотетических механизма имеют как привлекательные стороны, так и трудности, и проверка этих гипотез была бы чрезвычайно важна.

Что касается мантии, то в ней, по-видимому, сохраняется значительное количество ранее запасенного тепла. Некоторое количество его поступает также от ядра. Однако этого тепла явно недостаточно для объяснения полного поверхностного теплового потока Земли.

Принято считать, что в мантии также может эффективно действовать механизм радиоактивного разогревания. Однако степень распространенности радиоактивных изотопов в мантии является предметом оживленных дискуссий. Дело в том, что физико-химические свойства основных радиоактивных элементов  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  и  $^{40}\text{K}$  таковы, что они должны концентрироваться вблизи земной поверхности, тогда как мантия должна быть беднее ими (примерно в 200 раз), чем континентальная кора. Однако огромный объем мантии даже при этом условии (и с учетом радиоактивности в земной коре) позволяет в принципе обеспечить наблюдаемый тепловой поток за счет радиоактивных распадов.

От того, каково детальное соотношение запасенного, излучаемого и образующегося тепла, зависит ответ на интереснейший и до сих пор нерешенный вопрос — остывает или разогревается внутренность нашей планеты?

Оценки показывают, что распады изотопов  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$ , содержащихся в литосфере, дают около  $1,7 \cdot 10^{13}$  Вт. Эта величина значительно превосходит ожидаемый энергетический вклад от распадов  $^{40}\text{K}$  и  $^{87}\text{Rb}$ , на долю которых приходится около  $2 \cdot 10^{12}$  Вт (табл. 3).

Таблица 3  
Основные радиоактивные изотопы в литосфере ( $M = 2 \cdot 10^{25}$  г)

Изотоп	$t_{1/2} \cdot 10^{14}$ , с	Процентное содержание изотопа	Поток антинейтринно, $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$	$E_{\text{макс}}$ , МэВ	Полная тепловая мощность, Вт
$^{40}\text{K}$	$5,7 \cdot 10^{16}$	0,01	$1,1 \cdot 10^7$	1,31	$1,8 \cdot 10^{12}$
$^{87}\text{Rb}$	$2,1 \cdot 10^{18}$	28	$4,6 \cdot 10^6$	0,274	$0,2 \cdot 10^{12}$
$^{232}\text{Th}$	$6,3 \cdot 10^{17}$	100	$3,5 \cdot 10^6$	2,25	$7,3 \cdot 10^{12}$
$^{238}\text{U}$	$2 \cdot 10^{17}$	99	$3,5 \cdot 10^6$	3,26	$9,6 \cdot 10^{12}$

Расчеты, проведенные в уже упоминавшейся работе Краусса, Глэшоу и Шрамма, показывают, что полный поток антинейтринно, который возникает от всех радиоактивных распадов, происходящих в литосфере, составляет величину порядка  $10^7 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  в области энергий до 3,26 МэВ. Это примерно на четыре порядка величины меньше, чем поток нейтринно от Солнца для области



низких энергий ( $< 1$  МэВ). В области выше 1 МэВ, где поток земных антинейтрино максимален, поток солнечных нейтрино составляет  $\sim 10^8$  см $^{-2}$ с $^{-1}$ , т. е. лишь на порядок выше, чем поток антинейтрино.

Энергетический спектр антинейтрино имеет хорошо выраженные пики и плато, связанные с основными изотопами ( $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{87}\text{Rb}$ ,  $^{40}\text{K}$ ). Измерение этих отдельных компонент спектра позволило бы получить интересную геофизическую информацию.

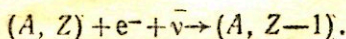
Поскольку распады урана и тория дают основной вклад в тепловой поток, рождающийся внутри Земли, измерение связанного с этими распадами потока антинейтрино дало бы прямое измерение радиогенных источников тепла в земных недрах. С другой стороны, ограничения со стороны теплового потока не очень существенны для изотопов  $^{40}\text{K}$  и  $^{87}\text{Rb}$ . Поэтому полное количество  $^{40}\text{K}$  в Земле могло бы превосходить его количество в литосфере примерно в 10 раз, как это и предполагается в некоторых геофизических моделях. Проверка этого предположения представляет собой очень интересную задачу.

Наконец, измерение малоэнергичных антинейтрино от распадов  $^{87}\text{Rb}$  было бы важно для понимания того, как происходит конвекция в верхней мантии, поскольку Rb переносится из верхней мантии в кору в процессе конвекции и затвердевания коры.

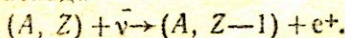
Таким образом, мы видим, что измерение потоков антинейтрино от распадов радиоактивных изотопов позволило бы ответить на целый ряд очень интересных и важных вопросов геофизики.

Как же на практике можно осуществить подобные измерения?

Для детектирования распадных антинейтрино можно использовать радиохимические переходы, возникающие при взаимодействии антинейтрино с ядрами атомов. Это реакции резонансного захвата орбитального электрона



и обратного  $\beta$ -распада



Вероятности этих процессов по-разному зависят от энергии антинейтрино и атомного номера ядер мишени,



и это различие можно использовать для изучения различных энергетических интервалов и выделения вкладов от распадов различных изотопов.

Количество взаимодействий, которые должны происходить в веществе детектора, при ожидаемом потоке антинейтрино составляет примерно  $10^{-36}$  на один атом мишени в секунду. Эта величина сопоставима с количеством взаимодействий при регистрации солнечных нейтрино, о чем мы уже упоминали в гл. I. Как и в экспериментах с солнечными нейтрино, измерения с земными антинейтрино чрезвычайно тонки и трудоемки. Чтобы при ожидаемой скорости событий иметь около одного взаимодействия в день, необходимо, чтобы мишень детектора имела массу примерно 1000 т. Материал мишени должен быть достаточно дешев в производстве. Чрезвычайно малое число рождаемых в результате взаимодействий новых атомов требует для их выделения огромного количества вещества детектора, разработки специальной, очень эффективной техники. По-видимому, наиболее подходящими являются вещества в жидком или газообразном состоянии.

Несмотря на огромные трудности, предлагаемые эксперименты представляются вполне реализуемыми. В этом убеждает пример успешно функционирующих установок по регистрации солнечных нейтрино. Более того, существуют проекты экспериментов по изучению распада протона, в которых предполагается регистрация стабильных атомов, возникающих при таком распаде. Ожидаемое число событий в этих экспериментах на два-три порядка меньше, чем ожидается от земных антинейтрино.

В случае успешного развития техники регистрации антинейтрино можно будет надеяться на способность детекторов регистрировать даже изолированные достаточно крупные области повышенной концентрации радиоактивных элементов, что может уже представлять и геологический интерес.

Анализ фоновых условий показывает, что наиболее серьезной проблемой, по-видимому, будет имитация антинейтринных событий, обусловленная мюонами атмосферного происхождения. Однако большой опыт, накопленный в последние годы в подземных экспериментах, позволяет вполне оптимистично оценивать возможности подавления фоновых помех.



## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, интенсивные пучки нейтрино высоких энергий обещают стать в будущем эффективным инструментом для геофизических исследований, который дополнит традиционные методы, обогатив геофизику качественно новыми возможностями.

В настоящее время делаются только первые шаги в этом направлении: формируются новые виды, предлагаются новые методы и оценивается их эффективность, обсуждаются пути решения основных проблем.

Одной из наиболее сложных проблем является «управление» нейтринными пучками, т. е. нацеливание их в нужном направлении. Хотя с принципиальной точки зрения решение этой задачи не представляет особых сложностей, ее техническое осуществление оказывается сложнейшей задачей, сопоставимой с сооружением самого ускорителя, а может быть, и еще более сложной.

В самом деле, речь идет о создании отклоняющих и распадных каналов длиной в несколько километров, которые должны быть помещены наклонно в Землю и перемещаться в различных направлениях. Реальные перспективы уменьшения габаритов отклоняющей системы связаны прежде всего с созданием сильных сверхпроводящих магнитов. На ускорителе следующего поколения предполагается использовать сверхпроводящие магниты с полем  $\sim 5$  Тл. Однако в будущем, по-видимому, можно рассчитывать на получение полей примерно на порядок более сильных. При использовании таких магнитов отклоняющие каналы уменьшатся до вполне приемлемых размеров в сотни метров.

Дополнительные преимущества дает использование пиконных ускорителей, в которых требуются меньшие энергии ускоренных частиц, чем в протонных ускорителях.

Очень заманчивой представляется возможность использовать для отклонения частиц кристаллы. Как показали эксперименты, проведенные советскими и американскими физиками, заряженные частицы, движущиеся вдоль осей или плоскостей кристаллической решетки изогнутых кристаллов, могут быть отклонены на очень малых длинах на значительные углы. Если удастся преодолеть целый ряд трудностей, связанных с потерями частиц, радиационной стойкостью материала, изго-



товлением кристаллов очень больших размеров и т. п., это откроет перспективы для создания исключительно компактных систем (порядка метров), способных управлять пучками частиц очень высоких энергий.

Что касается распадного канала, то, возможно, при высоких энергиях надобность в нем вообще отпадет при использовании пучков «прямых» нейтрино.

Хотя проведение геофизических исследований принципиально возможно уже на ускорителях следующего поколения, эта перспектива все же оставляет известное чувство неудовлетворенности: уровень полезного сигнала в акустическом и радиометодах оказывается довольно низким, что создает значительные трудности наблюдения. Ситуация могла бы радикально измениться при переходе к более высоким энергиям, но для этого потребуется, по-видимому, принципиально новая техника ускорения.

К числу наиболее перспективных новых методов относится ускорение в интенсивных полях мощных лазеров. Потенциальные возможности лазерного ускорения поистине поразительны и превосходят возможности традиционных методов в сотни и тысячи раз. Однако их практическая реализация представляет собой чрезвычайно сложную научно-техническую задачу. Тем не менее, вероятно, именно с ускорителями, построенными на новых принципах, связано будущее нейтринной геофизики как практической дисциплины и, в частности, разведочной геофизики.

Вместе с тем целый ряд задач мог бы быть решен уже в ближайшее время с использованием сооружаемого в нашей стране ускорителя УНК на 3 ТэВ и даже существующих ускорителей ЦЕРНа (0,5 ТэВ) и лаборатории им. Э. Ферми (1 ТэВ). К ним относятся глобальное исследование Земли (измерение глубинной зависимости плотности вещества, изучение ядра Земли, геодезические измерения), исследование взаимодействия нейтринных пучков с сейсмически активной средой и др.

Измерение антинейтринных потоков земного происхождения позволило бы получить важнейшие данные о структуре и динамике внутренних областей Земли, в том числе о механизмах генерации тепла, о конвекции в верхней мантии, о составе и, возможно, локальной концентрации радиоактивных элементов в Земле.

Проведение подобных исследований и детальное изу-



чение будущих возможностей нейтринной геофизики важно еще и по той причине, что оно могло бы оказать стимулирующее воздействие на развитие фундаментальных исследований в целом ряде областей физики и геофизики, на создание крупных ускорителей на основе традиционных или новых методов.

По отношению к прикладным аспектам нейтринной геофизики, связанным с поиском и разведкой месторождений полезных ископаемых, имеется важнейший вопрос, общий для большинства прикладных работ, — вопрос об экономической оправданности метода. Не следует забывать, что стоимость ускорителя и системы управления пучками должна составлять внушительную сумму в несколько миллиардов рублей. Вместе с тем не вызывает сомнений, что, если развитие нейтринной геологии окажется экономически оправданным, многие проекты, кажущиеся сегодня фантастическими, будут реализованы.

#### ЛИТЕРАТУРА

Жарков В. П. Внутреннее строение Земли и планет. М., Наука, 1983.

Березинский В. С. Вселенная в нейтринном свете. — Природа, 1981, № 3, с. 13.

Болт Б. В глубинах Земли. М., Мир, 1984.

Браун Д., Массет А. Недоступная Земля. М., Мир, 1984.

Царев В. А., Чечин В. А. Дальние нейтрино. Физические основы и геофизические приложения. — Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1985 (в печати).

Царев Владимир Александрович

Чечин Валерий Андреевич

#### НЕЙТРИНО ДЛЯ ГЕОФИЗИКИ

Гл. отраслевой редактор Л. А. Ерлыкин. Редактор К. А. Кутузова. Мл. редактор Н. А. Сердцева. Обложка художника Г. Ш. Басырова. Худож. редактор М. А. Гусева. Техн. редактор А. М. Красавина. Корректор С. П. Ткаченко

ИБ № 7661

Сдано в набор 28.08.85. Подписано к печати 13.11.85. Т 21197. Формат бумаги 84x108<sup>1</sup>/<sub>2</sub>. Бумага тип. № 2. Гарнитура литературная. Печать высокая. Усл. печ. л. 3,36. Усл. кр.-отт. 3,57. Уч.-изд. л. 3,41. Тираж 34 150 экз. Заказ 1904. Цена 11 коп. Издательство «Знание». 101835. ГСП, Москва, Центр, проезд Серова, д. 4. Индекс заказа 854012.

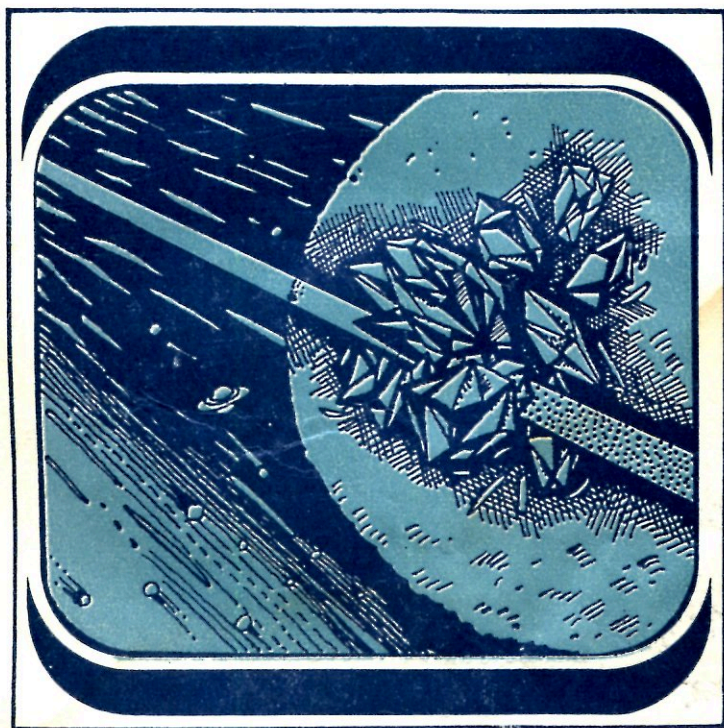
Типография Всесоюзного общества «Знание». Москва, Центр, Новая пл., д. 3/4.

**ДОРОГОЙ ЧИТАТЕЛЬ!**

Брошюры этой серии в розничную продажу не поступают, поэтому своевременно оформляйте подписку. Подписка на брошюры издательства „Знание“ ежеквартальная, принимается в любом отделении „Союзпечати“.

Напоминаем Вам, что сведения о подписке Вы можете найти в „Каталоге советских газет и журналов“ в разделе „Центральные журналы“, рубрика „Брошюры издательства „Знание“.

Цена подписки на год 1 р. 32 к.



СЕРИЯ

**ФИЗИКА**