

## из текущей литературы

539.123+55

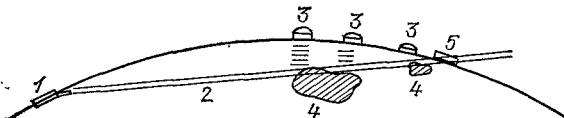
ИССЛЕДОВАНИЕ ЗЕМЛИ С ПОМОЩЬЮ НЕЙТРИНО,  
НЕЙТРИННАЯ ГЕОЛОГИЯ

Г. А. Аскарьян

Используя эффект излучения звука быстрыми заряженными частицами в среде<sup>1</sup>, удалось разработать<sup>2, 3</sup> акустические методы регистрации ливней заряженных частиц, создаваемых очень редкими нейтрино больших энергий, приходящими из Космоса. На основе этой акустической регистрации недавно группа зарубежных физиков (де-Рухула, Глэшоу, Вильсон и Шарнак)

Рис. 1. Нейтринная геология.  
1 — ускоритель с поворотом луча,

2 — пучок нейтрино, 3 — приемники звука, 4 — слои полезных ископаемых, 5 — приемник  $\mu$ -мезонов.



предложила<sup>4</sup> использовать пучок нейтрино, создаваемый ускорителем на сверхбольшие энергии, для поиска полезных ископаемых и просвечивания Земли\*).

Расчеты показали, что для этого весьма эффективны будут ускорители протонов на энергии  $E_p \approx 20-30$  ТэВ (1 ТэВ =  $10^3$  ГэВ =  $10^6$  МэВ), что на порядок—полтора превосходит уже существующие и запускаемые ускорители. Такие ускорители должны иметь большие размеры — радиус 10 км или больше, и в них одновременно будут ускоряться  $\geq 10^{15}$  протонов.

Ускоренный пучок протонов (или других ядер) при попадании на мишень рождает в актах множественного рождения пучок пионов со средней энергией  $\sim 0,1 E_p$ . Однако часть пионов имеет энергию в несколько раз больше средней, и именно эти пионы весьма существенны для нас. Пионы распадаются налету на  $\mu$ -мезоны и мюонные нейтрино. Хотя при малых энергиях время распада пионов  $\tau_0 \approx 10^{-8}$  с, из-за больших энергий, в тысячи раз превосходящих их энергию покоя, время их распада увеличивается вследствие релятивистского замедления времени, и поэтому пробег до распада оказывается большим:  $l = \tau_0 c / \sqrt{1 - \beta^2} \approx \tau_0 c E_{\pi} / E_{\pi 0}$ , т. е. порядка десятков км, а углы вылета очень малы. Практически достаточно создать распадный тоннель

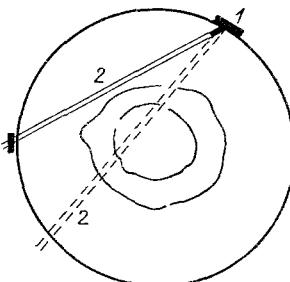


Рис. 2. Исследование Земли нейтринным пучком.  
1 — ускоритель, 2 — пучок нейтрино, 3 — регистратор нейтринного пучка.

\*.) Этому вопросу был посвящен доклад Б. А. Долгошевина на совместной научной сессии Отделения общей физики и астрономии и Отделения ядерной физики АН СССР 28 декабря 1983 г.

длиной в несколько км, если использовать распад лишь части ( $\sim 10\%$ ) пионного пучка. Используя магнитные поля, можно дополнительно подфокусировать пучок мезонов, что обеспечит малую расходимость пучка нейтрино — до  $\theta \approx 10^{-5}$  рад. Это дает даже на расстоянии  $10^3$  км нейтринный пучок диаметром порядка десяти метров. Это — неплохое разрешение, которое может позволить идентифицировать свойства слоев пород. Полное число нейтрино на выброс пучка при максимальных параметрах ускорителя<sup>4</sup> принято автором в качестве типичных и отгравных для оценок.

При задании спектра нейтрино типа<sup>4</sup>  $dN_v(\mathcal{E}_v) \approx (N_v/\langle \mathcal{E}_v \rangle) \times e^{-\mathcal{E}_v/\langle \mathcal{E}_v \rangle} d\mathcal{E}_v$ , где  $N_v$  — полное число нейтрино:

$$N_v = \int_0^\infty dN_v;$$

$\langle \mathcal{E}_v \rangle$  — средняя энергия нейтрино (для  $N_v \approx 3 \cdot 10^{13}$  и  $\langle \mathcal{E}_v \rangle \sim 1-2$  ТэВ). Величина зависимости  $\Phi \sim \mathcal{E}_v^n$ , проинтегрированной по спектру

$$\Phi_{\text{инт}} = \int_0^\infty \mathcal{E}_v^n dN_v \approx (n!) \langle \mathcal{E}_v \rangle^n N_v,$$

т. е., задав полное число нейтрино, для получения усредненных значений величин  $\langle \Phi \rangle$  мы можем прямо взять их неусредненное значение при значении  $\mathcal{E}_v = \sqrt[n]{n!} \langle \mathcal{E}_v \rangle$ . Например, при  $n = 2$   $\mathcal{E}_{v\text{эфф}} \approx 1,4 \langle \mathcal{E}_v \rangle$ , при  $n = 3$   $\mathcal{E}_{v\text{эфф}} \approx 1,8 \langle \mathcal{E}_v \rangle$ , и т. д. Это увеличение весьма существенно в нашем случае.

Большие энергии ускоренных частиц нужны не только для создания узконаправленного пучка, но и для увеличения взаимодействия нейтрино с веществом. Дело в том, что сечение взаимодействия нейтрино с нуклонами в широком диапазоне энергий пропорционально их энергии  $\sigma_{vn} \approx 10^{-35} \times \mathcal{E}_v$  (ТэВ). Так, если для нейтрино малых и средних энергий земной шар прозрачен, то нейтрино больших энергий заметно ослабляются (пробег  $L_v \approx m_p/\rho c_{vn} \sim 1/\mathcal{E}_v$ , где  $\rho$  — плотность вещества,  $m_p$  — масса нуклона). Это и позволяет исследовать распределение плотности внутри Земли, если  $L_v \approx 3 \cdot 10^4 - 10^5$  км.

Увеличение взаимодействия нейтрино весьма существенно также для увеличения объемного энерговыделения, от которого зависит величина звукового импульса. Действительно, плотность  $q$  энерговыделения определяет импульсное тепловое расширение вещества (аналог термогенерации звука при импульсном нагреве тел)  $\Delta p/\rho \approx \alpha_t \Delta T$ , и при этом давление возрастает:  $\Delta p \sim \Delta p \cdot c_s^2$ , где  $c_s$  — скорость звука,  $\alpha_t$  — коэффициент объемного теплового расширения. Так как  $\Delta T \approx q/C\rho$ , где  $C$  — удельная теплоемкость,  $\rho$  — плотность среды, то получим  $\Delta p \approx \alpha_t c_s^2 q/C = \Gamma q$ , где  $\Gamma$  — так называемый коэффициент Грюнайзена. Амплитуда начального давления звуковой волны весьма близка к возникшему избыточному давлению  $p_{s0} \sim \Delta p$ . Для цилиндрической геометрии пучка амплитуда звука на расстоянии  $R$  от оси пучка  $p_s(R) \approx p_{s0} \sqrt{a/R}$ , где  $a$  — радиус области начального энерговыделения, причем характерная длительность импульса  $t_s \sim a/c_s \approx 10^{-2}$  с. Уже отсюда видно, что, зная  $t_s$  и  $a$ , можно определить  $c_s$  и охарактеризовать в известной мере свойства пород.

Полагая  $q \approx N_v \sigma_{vn} \mathcal{E}_v / \pi a^2$ , получим при  $\sigma_{vn} \sim \mathcal{E}_v$  зависимость  $p_{s0} \sim N_v \mathcal{E}_v^2 / a^2$ , т. е. сразу видна предпочтительность продвижения в область больших энергий, вызывающих резкое увеличение  $p_s$  из-за увеличения  $\sigma_{vn} \sim \mathcal{E}_v^2$ , увеличения  $N_v$  и уменьшения  $a$ . А это увеличение звукового импульса весьма желательно, так как даже для больших энергий ускорителя<sup>4</sup> амплитуда звука весьма мала,  $p_{s0} \approx N_v \mathcal{E}_v / L_v \pi a^2 \approx 3 \cdot 10^{-3}$  абс. ед. для типичных условий установки<sup>4</sup> при числе нейтрино на «плевок» ускори-

теля  $N_v \approx 3 \cdot 10^{13}$ ,  $\mathcal{E}_{\text{нейт}} \approx 2-4$  ТэВ, пробеге нейтрино  $L_v \approx 3 \cdot 10^4-10^5$  км и радиусе пучка  $a \approx 10$  м. Это на расстоянии  $R \sim$  км даст  $p_s \approx 3 \cdot 10^{-4}$  абс. ед., что мало по сравнению с шумами в нужной области спектра звуковых частот (10—100 Гц). Однако существуют факторы и возможности, облегчающие выделение полезного сигнала на фоне шумов.

1. Строгая повторяемость сигнала при циклической работе ускорителя.

2. Возможность селекции сигналов по направлению и месту образования, поскольку известно место и время генерации импульса (приемники, сфокусированные в определенное место на глубине).

3. Отбор импульсов известной или ожидаемой формы.

4. Использование систем, регистрирующих совпадения импульсов и т. п.

Какую информацию могут нести звуковые импульсы?

Во-первых, из-за малости ослабления и искажения формы при частотах 10—100 Гц можно получить информацию из амплитуды звука (локальный коэффициент Грюнайзена или локальные свойства взаимодействия нейтрино) и формы импульса (длительность, вид реверберации, характер спада). Во-вторых, сдвигая пучок нейтрино и измеряя изменение запаздывания звукового импульса, можно оценить эффективную скорость звука и по ней охарактеризовать свойства пород и изменение этих свойств по глубине. Тип звука — продольный или поперечный — также может характеризовать среды.

Приемник звука может быть многоэлементным, как это принято в сейсморазведке, что позволяет сопоставлять импульсы, регистрируемые разными элементами и отбирать полезные по приходу в нужных интервалах, используя различие времен прихода. Этот приемник должен быть мобильным и либо иметь хороший акустический контакт с поверхностью Земли, либо регистрировать колебание поверхности с помощью бесконтактной методики.

Акустическая разведка с помощью такого глубинного источника может оказаться более эффективной, чем сейсморазведка, применяемая в настоящее время. Хотя эта разведка использует более простые источники звука (взрывы, электрические источники звука, вибраторы), большой фон, создаваемый отражениями от границ областей, прилегающих к источнику звука, делает весьма трудной идентификацию акустических данных.

Другая возможность геологического поиска ископаемых с помощью пучка нейтрино состоит в использовании  $\mu$ -мезонов большой энергии, рождающихся при взаимодействии нейтрино с ядрами и имеющих пробеги, достигающие км. Такие мезоны сопровождают на всей трассе пучок нейтрино, рождаясь, тормозясь и исчезая в среде. Их равновесное количество, определяемое балансом между рождением и гибелью, зависит от свойств вещества. Поэтому, регистрируя  $\mu$ -мезоны у поверхности Земли в разных местах, можно судить об эффективном атомном номере среды на пути пучка. Рассеяние пучка мезонов также возмущает их распределение и может характеризовать свойства среды на их пути.

Интересно отметить, что ранее<sup>5</sup> было предложено использовать поглощение космических мюонов для оценки пород при измерении в шахтах и проверено на практике.

Узкий пучок нейтрино позволяет также произвести томографическое исследование распределения вещества по диаметру и хордам, изучая поглощение пучка. Подбор энергий нейтрино позволит в широких пределах менять поглощение нейтрино, подбирать оптимальные режимы и сведения о типе вещества на пути нейтрино. Такие предложения делались и ранее Г. Т. Запепиным и Л. В. Болковой<sup>6</sup>.

Регистрация пучка нейтрино после прохождения может быть осуществлена с помощью недавно разработанных методов измерения ливней в больших объемах вещества. Эти методы используют оптическую регистрацию или света люминесценции, или черенковского излучения под действием вторичных частиц в природных средах, специальных блоках (оптический

ДЮМАНД \*)), или вспышки в атмосфере от ливней, вызванных нейтрино, прошедшими через Землю (см. предложенный недавно С. И. Никольским и В. А. Царевым вариант «Шалон» <sup>7</sup>), или акустическую регистрацию ливней от нейтринных взаимодействий <sup>2, 3</sup>.

Один из самых сложных вопросов — поворот пучка нейтрино на большие углы поворотом протонного пучка — потребует весьма сложного и дорогостоящего устройства распадного тоннеля. Пока существуют лишь полуфантастические проекты <sup>4</sup> плавающих ускорителей или плавающих выходных каналов.

В недавно появившейся статье В. А. Царева с сотрудниками показано <sup>8</sup>, что если использовать нейтрино не от распада пионов, а от распада «очарованных» частиц (а их при протонных энергиях  $\mathcal{E}_p \approx 10-20$  ТэВ может быть не меньше числа успевших распасться пионов), то из-за малых пробегов распада можно обойтись гораздо меньшим распадным каналом. Однако из-за большой массы покоя очарованных частиц и, следовательно, меньшего релятивизма и невозможности подфокусировки расходимость и радиус пучка нейтрино будет в несколько десятков раз больше.

Стоит обратить внимание, что в проекте <sup>4</sup> приходится сканировать именно пучок протонов, а пучок пионов повернуть нельзя, не потеряв их концентрацию (пионы имеют спектр энергий и при повороте магнитным полем дадут веер).

Однако в указанном докладе Б. А. Долгошайн изложил представленную А. Н. Скрипником (ИЯФ СО АН СССР) весьма интересную возможность создания линейного ускорителя пионов до энергий  $\sim 1$  ТэВ (протоны, ускоренные до  $\mathcal{E}_p \approx 100$  ГэВ, рождают пионы с энергией  $\mathcal{E}_\pi \approx 10$  ГэВ, которые вводятся сразу в режим ускорения и на длине в несколько км ускоряются до нужных энергий  $\mathcal{E}_\pi \approx 1$  ТэВ). При этом пионный пучок получается монохроматическим и его уже можно поворачивать магнитным полем, что в несколько раз легче, чем в варианте <sup>4</sup>, где поворачивать нужно протоны гораздо больших энергий. Большие начальные энергии рождающихся пионов и высокий темп ускорения делает несущественным распад в процессе ускорения. Такой ускоритель может дать сгустки  $10^{12}$  пионов с частотой посылок  $10^2$  Гц. По-прежнему одной из трудностей является реализация мобильного распадного канала.

Однако пучок нейтрино может вызвать не только термоакустические сигналы. В самое последнее время появилась статья Г. А. Аскаряна <sup>9</sup>, в которой рассмотрены электромагнитные поля, рождаемые пучком нейтрино высоких энергий в среде.

Оказалось, что нейтрино образуют  $\mu$ -мезоны с избыточным количеством мезонов одного знака заряда.

Обычно из-за условий фокусировки пионов в распадном канале летят пионы определенного знака заряда. Поэтому при их распаде получаются или  $\mu$ -мезонные нейтрино (от  $\pi_+$ ), или  $\mu$ -мезонные антинейтрино (от  $\pi_-$ ). Такие пучки нейтрино дают мюонные пучки определенных знаков заряда: только  $\mu_-$  — от нейтрино и только  $\mu_+$  — от антинейтрино. Причем из-за различия величин сечений рождения мезонов (преимущественно рождаются отрицательные мезоны  $\sigma_{\nu_{\mu_-}} \approx 2\sigma_{\bar{\nu}_{\mu_+}}$  в среднем на нуклон; см., например, <sup>10</sup>) избыток заряда мезонов образуется даже в пучке смеси  $\nu$  и  $\bar{\nu}$ .

Если задана мощность потока нейтрино  $\dot{N}_\nu$ , то квазиравновесный ток, создаваемый мезонами,  $\mathcal{J}_\mu \simeq e\dot{N}_\nu L_\mu / L_\nu$ , где  $L_\mu$  — пробег  $\mu$ -мезонов и  $L_\nu$  — пробег нейтрино. Отношение  $L_\mu / L_\nu \sim \mathcal{E}_\nu^2$  и почти не зависит от  $\rho$ , так как  $L_\mu \sim \mathcal{E}/\rho$ , а  $L_\nu \sim 1/\mathcal{E}_\nu$ . (Вспомним о необходимости усреднения по спектру!) В нашем случае  $L_\mu \sim 1-2$  км,  $L_\nu \sim 3 \cdot 10^4 - 10^5$  км, в зависимости от вида усредняемой функции.

\* ) Этому проекту посвящены статьи: Б е р е з и н с к и й В. С., З а ц е п и н Г. Т. — УФН, 1977, т. 122, с. 3; Л ё р н д Дж., Э й х л е р Д. — УФН, 1982, т. 137, с. 449.

Мезонный движущийся сгусток содержит много частиц,  $N_\mu \approx N_\nu L_\mu / L_\nu$  и дает сильное когерентное излучение в области длин волн, превосходящих продольный размер сгустка  $l \approx cT$ , где  $T$  — время выпуска всех или группы частиц. Это время можно изменять в широких пределах: время обращения сгустка, заполняющего кольцо ускорителя,  $T_{2\pi} \approx 10^2$  мкс. При постепенном сбросе или сбросе порциями может быть  $T \gg T_{2\pi}$ , однако из-за или при сжатии и модуляции пучка возможны  $\dot{N} \gg N/T_{2\pi}$  и время сброса  $T \approx \approx (10^{-1}-10^{-2}) T_{2\pi}$ . Для форсированного сброса ( $T \geq 1$  мкс) получим  $\mathcal{J}_\mu \approx \approx e\dot{N}_\nu L_\mu / L_\nu \approx 0,3$  мА; для  $T_{2\pi} \approx 100$  мкс  $\mathcal{J}_\mu \approx 3$  мкА.

Этот ток можно детектировать по магнитному полю  $H(\Theta) \approx 0,2 \gamma(A)/R \sim \sim \dot{N}_\nu$  и по индукционным полям

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} \approx \frac{1}{c} \dot{H} S \sim \ddot{\dot{N}}_\nu$$

в ближней зоне (на расстояниях  $R \ll cT$ ).

Кроме движущегося избыточного мюонного заряда должен быть избыточный движущийся заряд в ливнях<sup>11-12</sup>, образуемых каскадами при взаимодействии нейтрино с ядрами. Этот избыток связан<sup>11</sup> с вовлечением б-и комптон-электронов в лавину и аннигиляцией на лету позитронов. В каждом ливне избыточное число частиц  $n_{\text{изб}} \approx (0,1-0,2) n_{\text{max}}$ , где  $n_{\text{max}} \approx \approx \mathcal{E}_\nu / 10^2$  МэВ. Поэтому этот избыточный заряд  $N_{\text{изб}} \approx n_{\text{изб}} (L_c/3) N_\nu / L_\nu$ , где  $L_c$  — длина каскада ( $L_c \approx 3$  м). Отношение избыточных зарядов  $N_e/N_\mu \sim n_{\text{изб}} (L_c/3)/L_\mu \approx 5-10$ , т. е. избыточный заряд ливней может превосходить мезонный. Если по другой, грубо упрощенной модели считать, что полный сдвиг всех зарядов определяется удельными ионизирующими потерями,  $L_{\text{эфф}} \approx \mathcal{E}/(dE_1/dx)$ , то дипольный момент ливня  $P_c \lesssim eL_{\text{эфф}} \sim \sim e\mathcal{E}/(dE_1/dx)_e$ , а у  $\mu$ -мезона  $P_\mu \approx eL_\mu \approx e\mathcal{E}/(dE_1/dx)_\mu$ , т. е. вклады в ток ливня и  $\mu$ -мезона будут сопоставимы. Главный вклад в создание избыточного направлению движущегося заряда дают в максимуме развития ливня и за ним  $\gamma$ -кванты, образующие комптон-электроны, движущиеся направленно с энергиями порядка десятков МэВ.

Токи должны слабо компенсироваться фоновой проводимостью горных пород с хорошими диэлектрическими свойствами ( $\sigma \lesssim 10^6-10^7$  абс. ед. и  $\epsilon \approx \approx 10$ ), чтобы обратный ток не успел заметно ослабить направленное движение заряда.

Быстрое сверхсветовое движение зарядов должно дать всплеск черенковского излучения. Нижний предел мощности излучения

$$w \approx \frac{N^2 e^2 \omega \Delta \omega}{c} \sim \frac{(2\pi)^2 N^2 e^2}{c T^2}.$$

Для  $N \sim 10^{10}$  и  $T \sim 1$  мкс —  $10^2$  мкс получим  $w \approx 3$  мВт —  $0,3$  мкВт. Это нижняя оценка для очень размытого конуса излучения (при четком конусе напряженность поля излучения гораздо больше на фронте конуса с углом  $\varphi \approx \arccos(1/n)$ ).

В высокодобротных породах (соль, лед, воздух и т. п.) мощность излучения может быть значительно повышенена при переходе к малым длинам волн например, дм-диапазона. При выпуске пуга сгустков возможна когерентность и генерация узкополосного излучения. Эти эффекты могут быть использованы и для детектирования пучка нейтрино.

Отметим, что предложенный в работах<sup>11-12</sup> способ радиорегистрации редких частиц в больших объемах природных сред (в том числе и во льду) с малым поглощением радиоволн был повторен недавно в статье<sup>13</sup>.

Возможны интегральные механизмы создания электромагнитных полей. Так, продольная неоднородность токов  $\partial \mathcal{J} / \partial z$  может вызвать образование электрических зарядов:

$$\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial z} = \dot{Q}_1 + \frac{2\pi\sigma}{\epsilon} Q_1,$$

где  $Q_1$  — погонный заряд. Для хороших диэлектриков ( $T\sigma < 1$ ) заряд  $Q_1$  дает на расстоянии  $R \ll l$  поле  $E \sim 2Q_1/R$ . При размере неоднородности тока  $l < 1$  км получим

$$E \sim \frac{2eN_v}{lR} \frac{L_\mu}{L_v} \approx 1 \text{ мкВ/м.}$$

Исследуя характер электромагнитных импульсов (форма, запаздывание) искажения полей, создаваемых внутренними источниками полей, можно гораздо эффективней (из-за большей определенности места рождения и трассы сигнала), провести электромагнитную интроскопию<sup>14, 15</sup> горных пород

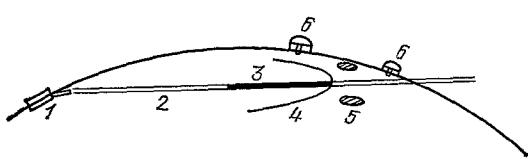


Рис. 3. Электромагнитная интроскопия горных пород нейтринным пучком.

1 — ускоритель, 2 — пучок нейтрино, 3 — сгусток избыточного движущегося  $\mu$ -mesонного и электронного зарядов, 4 — конус излучения, 5 — полезные ископаемые, 6 — датчики электромагнитного поля на поверхности Земли или в скважинах.

системой датчиков, размещенных на поверхности Земли или в узких дешевых скважинах. Повторяемость импульсов облегчает их выделение на фоне шумов, что весьма важно ввиду возможного поглощения в приповерхностных слоях. Обычно радиоинтроскопию ведут в диапазоне кГц — МГц, что легко реализуется ускорителями при прямой, затянутой или форсированной эжекции пучка. Форсированная эжекция пучка за короткие времена возможна, например, при увеличении пути впереди идущих частиц (наложением небольшого магнитного или электрического поля и др.): если радиус орбит частиц различается на  $\Delta R$  (в пределах малых размеров камеры примем  $\Delta R \sim 3$  см), то за оборот различие пути  $2\pi\Delta R$  и необходимо число оборотов  $\eta$ , чтобы колышевой сгусток сжался:

$$2\pi\Delta R\eta \sim 2\pi R, \text{ т. е. } \eta \approx \frac{R}{\Delta R} \sim 3 \cdot 10^5.$$

При времени оборота  $T_{2\pi} \approx 2 \cdot 10^{-4}$  с на это потребуется 60 с. Возможно сжатие сгустка и увеличением пути при колебаниях частиц и другими способами.

В обычных условиях сгусток промодулирован по плотности, и это также может быть использовано для увеличения спектральной плотности излучения.

Интенсивность э.-м. излучения последовательности сгустков<sup>16</sup> равна

$$I \approx \frac{q_1^2}{c^2} \int_{\epsilon\beta^2 > 1} \left(1 - \frac{1}{\epsilon\beta^2}\right) \frac{\sin^2(M\omega L/2\nu)}{\sin^2(\omega L/2\nu)} \left(\frac{2\nu}{\omega l} \sin \frac{\omega l}{2\nu}\right)^2,$$

$$\left[ \frac{2J_1(|\chi_0|a)}{|\chi_0|a} \right]^2 \omega d\omega \rightarrow \frac{q_1^2}{c^2} \int \left(1 - \frac{1}{\epsilon\beta^2}\right) \frac{\sin^2(M\omega L/2\nu)}{\sin^2(\omega L/2\nu)} \omega d\omega,$$

если размеры ( $l$  — длина,  $a$  — радиус) каждого сгустка малы по сравнению с длиной волны, а расстояние между сгустками  $L$  — любое;  $q_1$  — заряд одного сгустка,  $M$  — число сгустков, т. е. в максимумах спектра длинный пуч сгустков излучает как один сжатый сгусток:  $(I_\omega)_{\max} \sim (q_1 M) \sim Q^2$ . Кстати, отсюда сразу видны условия когерентности излучения каждого сгустка:

$$\text{поперечное: } |\chi_0|a = \frac{\omega}{c} \sqrt{\beta^2\epsilon - 1} a \approx a \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon} \approx a/\lambda' < 1,$$

$$\text{продольное: } \frac{\omega l}{2c} \approx l/2\lambda_0 < 1.$$

Определим теперь спектр акустического излучения от нейтринного пучка, модулированного во времени.

Используя выражение<sup>2</sup> для импульса давления от импульсного расширения тонкого нагретого погонного объема  $V_1(t)$

$$dp = \rho_0 \dot{\bar{V}}_1 \left( t - \frac{R}{c_s} \right) dz \cdot \frac{\pi^2}{2\pi R}$$

для расширения за время, меньшее периода принимаемых волн

$$\dot{\bar{V}}_1 = \frac{i\omega}{2\pi} \Delta V_1 e^{i\omega(t_0 - R/c_s)},$$

где изменение объема  $\Delta V_1 \approx \alpha_t V_1 \Delta T \sim \alpha_t Q_1 / C \rho$ ,  $Q_{1n}$  — погонное энерговыделение от одного  $n$ -го импульса пучка,  $\alpha_t$  — коэффициент теплового расширения и  $C$  — удельная теплоемкость среды,  $c_s$  — скорость звука, получим для

$$R \approx R_0 + \frac{z^2}{2R_0}, \quad \int_{-\infty}^{\infty} e^{-iy^2} dy = \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \sqrt{\frac{\pi}{2}} (1-i),$$

$$p_{\omega n} = \frac{\omega^{1/2} \sqrt{c_s} i}{4\pi^{3/2} \sqrt{R_0}} \frac{\alpha_t}{C} Q_{1n} (1+i) e^{i\omega R_0/c_s} e^{i\omega t_n}.$$

Суммируя компоненты Фурье от нескольких импульсов, идущих через интервалы времени  $\tau$ , получим суммарный спектр

$$p_{\omega} = \sum_{n=1}^M p_{\omega n} = \sum_{n=1}^M e^{i\omega \tau n} p_{\omega 1},$$

т. е.

$$|p_{\omega}| = \left| \frac{\sin(M\omega\tau/2)}{\sin(\omega\tau/2)} \right| |p_{\omega 1}|,$$

где  $M$  — полное число импульсов в цуге, т. е. в спектре появляются интенсивные линии, когда  $\omega\tau/2 = m\pi$ , тогда  $|p_{\omega}| \sim MQ_{1n} \sim Q_1$ , где  $Q_1$  — полное погонное энерговыделение. Многоимпульсность и узкополосность излучения облегчает прием и отделение от фона не только из-за многократного воспроизведения условий, но и из-за фазовых соотношений.

Отметим возможность применения импульсных транспортабельных мощных источников нейтрино<sup>17</sup> ( $N_v \sim 10^{17} - 10^{18}$ ) меньших энергий и меньших направленностей ( $\theta \lesssim 0,3$ ) для зондирования на меньших расстояниях.

Однако большие ускорители дают лучшее разрешение и глобальные масштабы поиска исследований.

Заключая этот краткий обзор возможностей, мы приходим к выводам о больших практических перспективах ускорителей на сверхбольшие энергии. Такие ускорители, несомненно, будут строиться, и их введение в строй может дать много для ядерной физики и для практики.

Проект нейтринных геофизических и геологических исследований представляется нам существенной и яркой попыткой внедрения индустрии ядерной физики в экономику, пожалуй, по масштабам и значимости наиболее крупномасштабной со временем реализации мирного и военного использования ядерной энергии.

Изложенное подкрепляет и другие возможности использования нейтринного пучка на больших расстояниях и постановка прямых физических экспериментов по осцилляциям нейтрино, новым типам и новым каналам взаимодействия.

Возможности практического применения могут привлечь новые, гораздо большие средства к развитию ядерной физики и техники частиц высокой энергии, что ускорит темп развития физики в этой важной области исследований!

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. А ск а р ь я н Г. А. — АЭ, 1957, т. 3, №8, с. 152.
2. А ск а р ь я н Г. А., Д о л г о ш е и н Б. А.— Письма ЖЭТФ, 1977, т. 25, с. 232.
3. A sk a g a n G. A., D o l g o s h e i n B. A., K a l i n o v s k y A. N., M o -  
k h o v A. V. — Nucl. Instr. and Meth., 1979, v. 164, p. 267.
4. De R u j u l a A., G l a s h o w S. L., W i l s o n R., C h a r p a k G. — Phys. Rep.,  
1983, v. 99, p. 341.  
См. также: Preprint CERN. — Harward (USA) HUTP-83/A019. — 1983.
5. В и к т о р о в Г. Г., Б о и д а р е н к о В. М. Мюонный метод измерения плотностей  
горных пород. — М.: Атомиздат, 1973.
6. В о л к о в а Л. В., З а ц е п и н Г. Т. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1974, т. 38,  
с. 1060.
7. Н и к о л ь с к и й С. И., Ц а р е в В. А. — Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), 1984,  
№ 1, с. 57.
8. З о т о в Н. Т., С а л а е в В. А., Ц а р е в В. А., Ч е ч и н В. А. — Письма ЖЭТФ,  
1984, т. 39, с. 81.
9. А ск а р ь я н Г. А. — Письма ЖЭТФ, 1984, т. 39, с. 334.
10. О к у н ь Л. Б. Лептоны и кварки. — М.: Наука, 1981.
11. А ск а р ь я н Г. А. — ЖЭТФ, 1961, т. 42, с. 616.
12. А ск а р ь я н Г. А. — ЖЭТФ, 1965, т. 48, с. 988.
13. Г у с е в Г. А., Ж е л е з н ы х И. М. — Письма ЖЭТФ, 1983, т. 38, с. 505.
14. Р ж е в с к и й В. В., К о р е и б е р г Е. Б. Рудничная радиоинтроскопия и радио-  
связь. — М.: Недра, 1978.
15. Х м е л е в с к о й В. К. Электроразведка. — М.: Изд-во Моск. ун-та, 1984.
16. Б о л о т о в с к и й Б. М. — Тр. ФИАН СССР, 1964, № 22, с. 3.
17. А ск а р ь я н Г. А. — УФН, 1979, т. 128, с. 727; Письма ЖЭТФ, 1978, т. 28, с. 322.