

Введение

Методы регистрации нейтрино сверхвысоких энергий ($E > 10^{15}$ эВ) основаны на том, что с ростом энергии нейтрино возрастает сечение его взаимодействия с веществом. Для таких нейтрино Земля является непрозрачной. Поэтому возможна глубоководная регистрация нейтрино, которые проходят сквозь Землю и взаимодействуют в толще воды, образуя заряженные лептоны и каскадные ливни. Широко распространен метод регистрации нейтрино, основанный на эффекте Вавилова-Черенкова. Мюоны, образованные ν_μ , в реакции:

$\nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) + N \rightarrow \mu^\pm + X$, где N – нуклоны, X – другие продукты реакции (главным образом π , K -мезоны),

при высоких энергиях сохраняют направление нейтрино, поэтому, регистрируя черенковский свет от мюонов с помощью пространственной решетки ФЭУ, можно определить направление, откуда пришло нейтрино, а также его энергию.

Недостатком черенковского метода является сложность достижения большого объема детектора, который необходим, поскольку потоки нейтрино сверхвысоких энергий очень малы. Так как длина поглощения света составляет ~ 20 - 40 м, для эффективной работы детектора необходимо очень большое количество ФЭУ.

Альтернативным методом регистрации нейтрино сверхвысоких энергий является акустический метод, состоящий в регистрации акустического сигнала от каскадных ливней, инициированных нейтрино в воде. Основным преимуществом акустического метода перед черенковским является возможность достижения бóльших объемов регистрации при меньшей стоимости установки. Так как звук проходит в воде расстояния порядка 1 км, приемники сигнала могут располагаться на значительном удалении друг от друга.

Возможность акустической регистрации заряженных частиц была впервые предложена Г.А. Аскарьяном в 1957 г. В его работе было рассмотрено излучение ультра- и гиперзвука заряженными частицами в плотных средах вследствие локальных нагревов и рождения микрополостей у треков частиц и предложено использование этого звука для регистрации частиц. В 1977 г. Г.А. Аскарьян и Б.А. Долгошеин показали возможность регистрации нейтрино высокой энергии по акустическому импульсу от адронного ливня, рожденного на большой глубине. Была дана численная оценка амплитуды возникающего давления, подтверждающая осуществимость регистрации [1].

Рассмотрим далее механизм генерации звука при прохождении заряженных частиц в веществе.

Механизм потери энергии частицами в веществе

При прохождении через вещество частицы взаимодействуют с электронными оболочками атомов и атомными ядрами. Основную роль здесь играет электромагнитное взаимодействие (слабое и сильное существенны только при очень малых размерах зоны взаимодействия, порядка размеров атомных ядер).

Если энергия частиц достаточно высока, чтобы образовать многочисленные вторичные частицы, то в среде возникают каскадные ливни. При больших энергиях распределение энергии в каскаде практически не зависит от вида первоначальной частицы, так как развитие каскада в основном определяется электронно-фотонной лавиной.

Тяжелые частицы (в частности, **протоны**) умеренных энергий теряют энергию в основном в результате неупругих столкновений со связанными электронами атомов вещества. При этом происходит ионизация атомов среды. При достаточно большом числе столкновений

частица выбивает так называемые δ -электроны, которые обладают относительно большой энергией и сами начинают ионизировать атомов среды (вторичная ионизация). Замедление заряженной частицы будет продолжаться до тех пор, пока ее энергия не уменьшится до тепловых энергий атомов среды.

Удельные потери тяжелой заряженной частицы на ионизацию описываются формулой:

$$\frac{dE}{dX} = \frac{4\pi e^4 z^2}{mV^2} B,$$

где при релятивистских скоростях частицы

$$B = Z \left[\ln \frac{2mV^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right];$$

Здесь E – энергия частицы, ze – ее заряд, V – скорость, m – масса электрона, N – число атомов в единице объема вещества, Z – заряд ядра атомов вещества среды, I – средняя энергия возбуждения атома ($I = 18,5Z \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж), $\beta = V/u$, u – скорость света.

Удельные потери тяжелой заряженной частицы пропорциональны квадрату заряда частицы, концентрации электронов в среде и некоторой функции скорости ($\sim 1/v^2$), но не зависят от массы частицы.

Для **электронов** с энергией ниже критической потери также обусловлены ионизацией и возбуждением связанных электронов атомов вещества. При возрастании энергии электронов большую роль начинают приобретать радиационные потери (заряд, испытывающий ускорение a , излучает энергию $\sim a^2$ в единицу времени). Радиационные потери описываются формулой:

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dX} = -\frac{1}{x_0},$$

где x_0 – радиационная длина (расстояние, на котором энергия электрона уменьшается из-за радиационных потерь в e раз).

В воде критическая энергия (энергия, при которой величины ионизационных и радиационных потерь равны) для электронов составляет $E_{кр} \approx 100$ МэВ. Тормозные гамма-кванты, испущенные электроном, образуют электрон-позитронные пары, инициируя развитие каскадного ливня. Таким образом, радиационное торможение быстрых электронов – основная причина возникновения электронно-фотонных каскадов.

Преобразование энергии частиц в акустическую энергию

При поглощении излучения в среде происходит выделение теплоты. Поскольку частицы распространяются в среде со скоростью, близкой к скорости света, то с точки зрения акустики в ограниченной области пространства практически мгновенно создается зона разогрева. Тепловая энергия частично преобразуется в энергию звуковых волн: поскольку жидкость расширяется при нагревании, в зоне разогрева создается область повышенного давления, которая и порождает акустическую волну. Такой механизм генерации звука носит название **терморационного**. К настоящему моменту он является наиболее изученным. Большое число работ, в том числе эксперименты на ускорителях, показали, что именно этот механизм является доминирующим механизмом генерации звука проникающим излучением в воде.

Необходимо подчеркнуть, что мы рассматриваем ситуацию, когда полное энерговыделение в процессе прохождения частиц в среде имеет величину $E \leq 10^{15}$ эВ. Лишь при таких больших значениях энерговыделения возможна уверенная регистрация акустического сигнала, когда его уровень существенно превышает уровень шума. Такое энерговыделение достигается на ускорителях при большой интенсивности пучка протонов

или электронов. Оно соответствует энергии, которая выделяется в каскаде, образованном нейтрино сверхвысокой энергии.

Спектр сигнала. Затухание звука в воде.

При рассматриваемых значениях энерговыделения спектр акустического сигнала лежит в интервале от 1 до 100 кГц. На рис. 1 представлен спектр акустического сигнала от адронного ливня с энергией 10^{20} эВ, рассчитанный в рамках проекта SAUND. Максимум интенсивности сигнала приходится на частоту 10 кГц. Для электронно-фотонных каскадов максимум должен смещаться в область более высоких частот.

На рис. 2 приведен спектр акустического сигнала от электронов, полученный в эксперименте в ИЯИ [4]. Наибольшая интенсивность наблюдается на частоте 30 кГц.

Рис.1. Зависимость интенсивности сигнала от частоты (рассчитана для адронного ливня с энергией 10^{20} эВ).

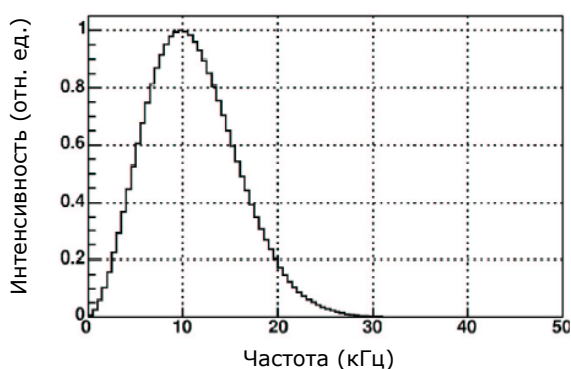
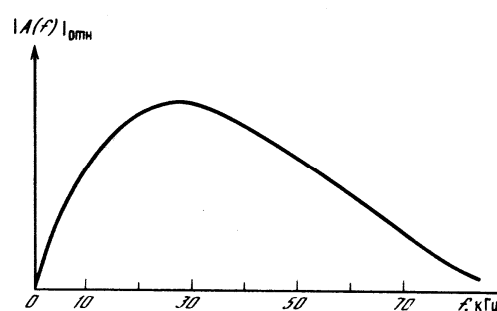


Рис.2. Спектр звукового импульса от электронов с энергией 20 МэВ на расстоянии 10,5 см от оси пучка и 3 см от места входа пучка (эксперимент в ИЯИ).



Расстояние, на которое распространяется звуковой сигнал в воде, зависит от его частоты. На рис. 3 представлена зависимость длины затухания звука от частоты. Видно, что сигнал с частотой ~ 10 кГц проходит в воде расстояние порядка 1 км.

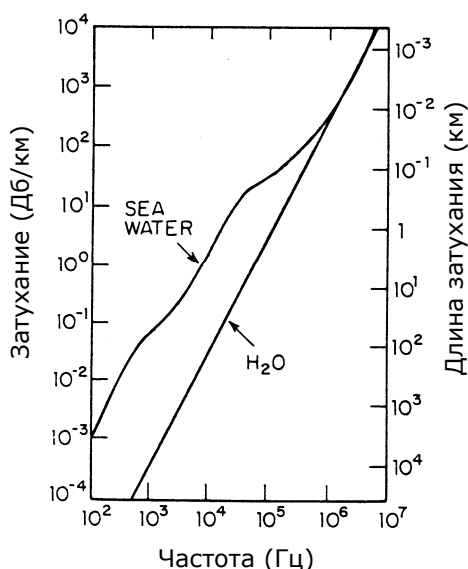


Рис.3. Зависимость длины затухания звука от его частоты.

Из графика также следует, что низкие частоты распространяются дальше, чем высокие. Поэтому спектр сигнала на больших расстояниях будет искажаться, смещаясь в область низких частот. Эту особенность распространения звука в воде нужно учитывать при реконструкции событий в детекторе.

Форма области энерговыделения

Область распространения звукового сигнала определяется формой области, в которой частицы теряют энергию. Плотность энерговыделения от пучка частиц задается функцией $Q(x, y, z, t)$. Она же является плотностью мощности тепловых источников звука, обусловленных поглощением излучения в жидкости.

Временная зависимость $Q(x, y, z, t)$ всегда принимается в виде дельта-функции $\delta(t)$, т.к. время распространения частиц (образования ливня) много меньше других характерных времен процесса генерации звука. В самом деле, в случае пучка частиц как правило имеет место $\tau_b \ll \tau_s$,

где τ_b – длительность импульса ускорителя, $\tau_s \approx d/c$ – длительность звукового сигнала (d – диаметр пучка). Пространственная зависимость определяется на основе различных прямых вычислений плотности выделения энергии в пучке (в каскаде) с учетом тех или иных аппроксимаций. На рис. 4 показаны формы акустических импульсов, полученные для различных видов функции Q . [2]

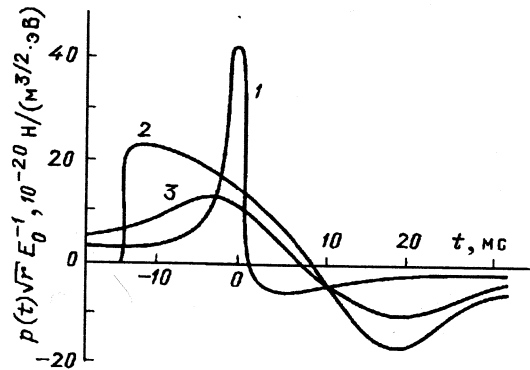


Рис.4. Форма акустических импульсов для различных зависимостей функции плотности энерговыделения Q . 1 – при распределении энергии, выделившейся в ЭМ каскаде согласно модели Нишимуры-Каматы-Грейзена; 2- при равномерном распределении в цилиндрической области длиной 5 м и радиусом 2 см; 3 – область с гауссовым распределением плотности энерговыделения.

Расчет формы сигнала

Возникающий импульс давления описывается волновым уравнением:

$$\Delta p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\frac{\beta}{C_p} \frac{\partial Q}{\partial t}.$$

Здесь: $c \approx 1500$ м/с – скорость звука в морской воде, $\beta \approx 1.2 \times 10^{-3} \text{K}^{-1}$ – объемный коэффициент теплового расширения, $C_p \approx 3,8 \times 10^3$ Дж $\text{кг}^{-1} \text{K}^{-1}$ – теплоемкость при постоянном давлении.

Решение этого уравнения в предположении $Q(\vec{r}, t) = Q(\vec{r})\delta(t)$ дается формулой Пуассона:

$$p(\vec{r}, t) = \frac{\beta}{4\pi C_p} c^2 \frac{\partial}{\partial R} \int_{S_r^R} d\sigma \frac{Q(\vec{r})}{R},$$

где интегрирование ведется по сферической поверхности радиуса $R = ct$ с центром в точке наблюдения \vec{r} .

Приведенное решение не содержит в явном виде частоту сигнала и не дает возможности учесть затухание звука, которое зависит от частоты. Поэтому оно применимо в таких экспериментальных условиях, когда сигнал измеряется на расстоянии, много меньшем длины затухания звука в диапазоне частот, близких к максимуму спектра (10-20 кГц).

При расчете сигнала на больших расстояниях необходимо учесть зависимость поглощения звука от частоты. В этом случае к выражению для давления нужно применить преобразование Фурье и домножить подынтегральное выражение на функцию $\chi(\omega)$, описывающую затухание.

На этих формулах основываются теоретические расчеты формы сигнала от пучков частиц и каскадных ливней. Расчеты показывают, что импульс давления имеет биполярную форму. На рис. 5 для примера показан результат моделирования сигнала от адронного ливня с энергией 10^{20} эВ [7]. Максимальное значение амплитуды наблюдается в плоскости, перпендикулярной оси ливня и проходящей через максимум ливня.

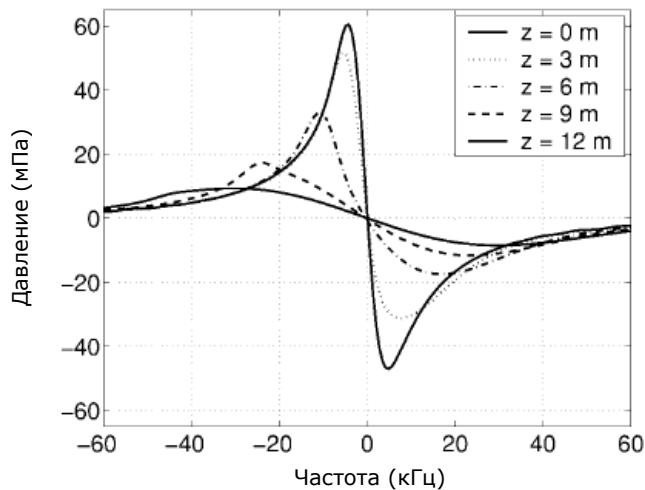


Рис. 5. Результат моделирования акустического сигнала от адронного ливня с энергией 10^{20} эВ [7]. Сигнал рассчитан на расстоянии 1000 м от оси ливня. Разные типы линий соответствуют удаленности от максимума ливня на 0, 3, 6, 9 и 12 м в продольном направлении.

Расчеты также показывают, что диаграмма направленности излучения имеет вид, представленный на рис. 6. Основной ее максимум расположен в плоскости, нормальной области энерговыделения, и пересекает ее вблизи максимума распределения выделившейся энергии.

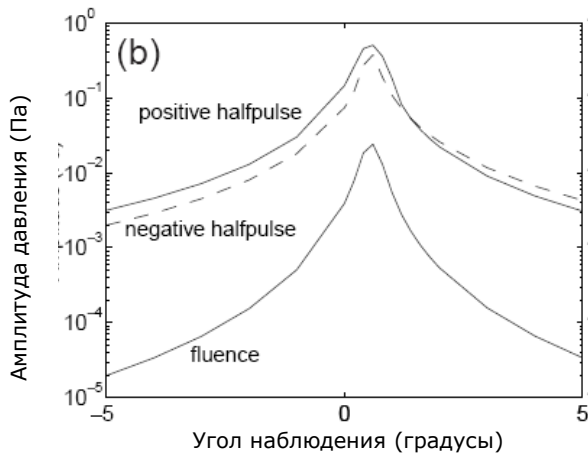


Рис. 6. Диаграмма направленности сигнала от адронного ливня с энергией 10^{20} эВ [6]. Сигнал рассчитан на расстоянии 1000 м от оси ливня. Показана амплитуда давления для разных углов наблюдения.

Упрощенная модель генерации звука

На рис. 7 представлена упрощенная схема генерации звука пучком частиц (в предположении терморрадиационного механизма). Область выделения энергии аппроксимируется цилиндром длиной L и диаметром d ($L \gg d$).

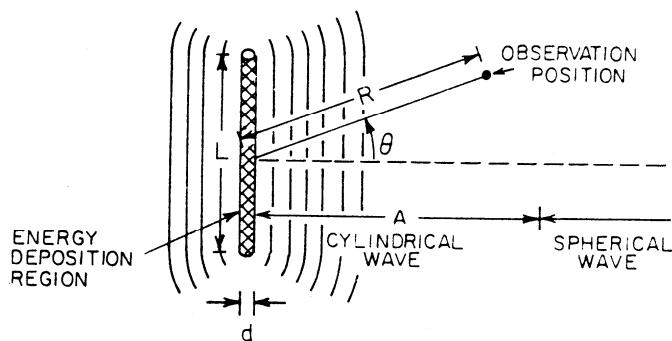


Рис.7. Схема генерации звука пучком частиц при аппроксимации области энерговыделения цилиндром.

В ближней зоне ($R < L^2/\lambda$, где λ – длина волны излучения) распространяется цилиндрическая волна, так что амплитуда сигнала падает $\sim 1/\sqrt{R}$. В дальней зоне ($R > L^2/\lambda$) – сферическая волна (амплитуда сигнала $\sim 1/R$).

Предположим, что сигнал излучается на одной частоте f такой, что длина полуволны излучения равна диаметру пучка ($\lambda/2 \sim d$). Поскольку $L \gg d$, для углов наблюдения $\theta \leq \lambda/L$ излучение в ближней зоне ($R < L^2/2d$) является когерентным. При больших углах наблюдения звуковой сигнал гасится в результате интерференции.

Таким образом, на достаточно больших расстояниях область распространения звука можно представить в виде сплюснутого цилиндра, ось которого совпадает с осью пучка. Длина такого цилиндра приблизительно равна длине области энерговыделения L , а радиус определяется расстоянием, на которое распространяется звуковой сигнал в воде.

При регистрации нейтрино акустическим методом такая форма области распространения сигнала дает возможность определить угол прихода нейтрино. Гидрофоны должны располагаться достаточно близко, чтобы зарегистрировать сравнительно тонкий диск, в котором локализован сигнал.

Гидрофоны

Преобразование акустических сигналов в электрические осуществляется с помощью гидрофонов. Гидрофоны бывают двух типов: оптоволоконные и пьезоэлектрические.

В основе работы пьезоэлектрических гидрофонов лежит **пьезоэлектрический эффект**: под действием внешнего механического напряжения материал приобретает электрическую поляризацию, то есть на его поверхностях появляются связанные электрические заряды разных знаков. Пьезоэффект наблюдается в анизотропных диэлектриках, преимущественно в кристаллах, в которых отсутствует центр симметрии, а также в некоторых поликристаллических диэлектриках, имеющих упорядоченную структуру – например, в керамике. В отличие от монокристаллов пьезокерамика более дешева и проста в изготовлении.

В пьезоэлектриках существует линейная связь между поляризацией и механическим напряжением: $P = d\sigma$. Коэффициент d называется пьезоэлектрическим модулем. Таким образом, в пьезоэлектрическом гидрофоне создаются напряжения с мгновенными амплитудами, которые прямо пропорциональны амплитудам акустических волн, воздействующих на гидрофон. Гидрофоны на основе пьезокерамики являются простыми в изготовлении, чувствительными и недорогими. Чувствительность высококачественных современных гидрофонов на основе пьезокерамики может составлять до 1 В/Па в полосе частот 2-100 кГц.

Принципиальными их недостатками являются:

- шум $1/f$, обусловленный электронным преобразователем;
- существенная амплитуда теплового шума;
- очень затруднено и очень дорого создание больших массивов таких гидрофонов на больших расстояниях (так называемое мультиплексирование).

Преимущества **оптоволоконных гидрофонов** состоят в том, что они:

- имеют более высокую чувствительность;
- имеют широкий динамический диапазон (способность детектировать очень маленькие динамические напряжения в присутствии больших статических напряжений).
- электрически пассивны, то есть не требуют присутствия электроники в непосредственной близости от датчика;

- устойчивы к электромагнитным помехам;
- дают возможность измерений по всей длине оптоволоконна, а не только с помощью датчика на конце оптоволоконна;
- очень удобны для мультиплексирования.

Поскольку оптический сигнал может передаваться с помощью оптоволоконна на значительные расстояния, возможно создание больших удаленных массивов акустических датчиков. На одном оптоволоконном канале может размещаться много гидрофонов. Такие массивы не требуют перевода светового сигнала в электрический для каждого датчика в отдельности, что существенно уменьшает стоимость всего детектора.

Принцип работы оптоволоконного гидрофона состоит в наблюдении интерференционной картины от двух импульсов лазерного излучения, которые испытывают отражения до и после прохождения гидрофона. Типичная конструкция оптоволоконного гидрофона представляет собой катушку из нескольких слоев оптоволоконна, намотанного на эластичный цилиндр. Под действием акустического давления цилиндр деформируется и изменяется длина оптического волокна. Фазовый сдвиг двух импульсов $d\varphi$ пропорционален удлинению оптоволоконна dL : $d\varphi = KdL$.

Оценка амплитуды давления. Первые эксперименты на ускорителях.

Не прибегая к численным вычислениям интегралов, из простого анализа размерностей можно заключить, что амплитуда давления должна быть пропорциональна объемному коэффициенту расширения и обратно пропорциональна теплоемкости. Также амплитуда сигнала должна быть пропорциональна полному энерговыделению, и, в дальней волновой зоне, спадать как $1/R$:

$$P \text{ (сила/площадь)} = \frac{\beta}{C_p} \frac{E}{R} M$$

(в ближней зоне будет $\sim \frac{1}{\sqrt{R}}$ (цилиндрическая волна)),

где E – полная выделившаяся энергия, β - коэффициент теплового расширения, $M [1/c^2]$ – коэффициент, зависящий от дальнейшей детализации модели и от геометрии. Например, согласно Learned (1979), отсюда получается следующее выражение для амплитудного значения давления:

$$P \text{ max(дин / см}^2) \approx 7.4 \times 10^{-26} \frac{E(\text{эВ})}{R(\text{см})(\sigma/c \text{ (сек)})^2},$$

где σ - стандартное отклонение в предположении гауссовой формы сечения области энерговыделения.

Эта зависимость использовалась при проверке гипотезы о терморadiационном механизме генерации звука в экспериментах на ускорителях. Первым такой эксперимент был проведен в **Brookhaven National Laboratory** и **Harvard University** в 1978 г. [Sulak et al., 1979]. Изучался акустический сигнал, возникающий в жидкостях от пучка протонов с энергией 158 МэВ, 200 МэВ и 28 ГэВ. На линейном ускорителе в BNL (200 МэВ) размеры бассейна позволяли проводить измерения в дальней зоне (гидрофон располагался на расстоянии 1 м от оси пучка). При других энергиях размеры бассейна были меньше, но все же существенно превышали характерную длину волны звука в воде. Энерговыделение в импульсе варьировалось от 10^{15} до 10^{21} эВ. Целью экспериментов было главным образом подтверждение терморadiационного механизма генерации звука и исследование

зависимости акустического сигнала от параметров пучка (энергии, интенсивности, длительности импульса и др.). В результате эксперимента была получена линейная зависимость амплитуды сигнала от β , от полного энерговыделения, от величины $\frac{\beta}{C_p}$ для

разных жидкостей, а также от величины $1/R$ в дальней зоне, и ряд других зависимостей. Все они свидетельствуют в пользу терморadiационного механизма генерации звука пучком протонов в воде.

Эксперимент на ускорителе электронов в ИЯИ

В середине 80-х годов в ИЯИ АН СССР был реализован эксперимент по измерению акустического сигнала от пучка электронов в воде.

Энергия электронов составляла 20 и 50 МэВ, длительность импульса 1,4 мкс, средний ток в импульсе составлял от 0 до 10 мкА. Диаметр пучка на входе бассейна был равен 2 см. Размеры бассейна составляли 60х60х60 см. Гидрофон имел среднюю чувствительность 10 мкВ/Па в полосе до 200 кГц. В этой же полосе усилитель обеспечивал усиление около $2 \cdot 10^3$. Поскольку собственные шумы усилителя по входу составляли 13 мкВ, то чувствительность установки составляла 1,3 Па по отношению сигнал/шум, равному 1.

По измерению времени задержки от начала развертки на экране осциллографа до начала акустического сигнала при различных местоположениях гидрофона в ванне была определена форма области поглощения энергии (то есть форма образующейся в воде термоакустической антенны). Она представляет собой расходящийся усеченный конус с углом раствора порядка 10° (см. рис. 8).

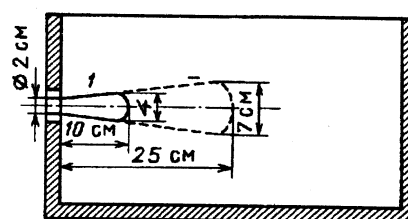


Рис. 8. Разрез бассейна и форма области поглощения энергии при энергии электронов 20 (1) и 50 (2) МэВ.

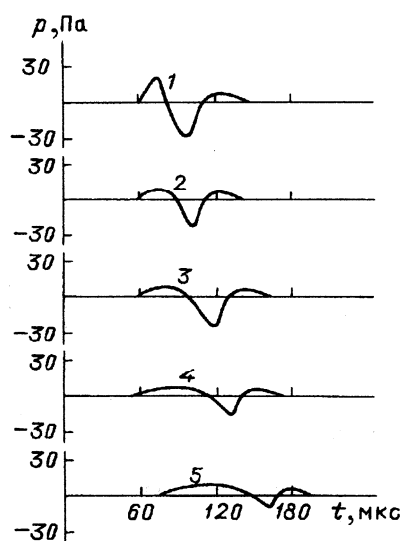


Рис. 9. Форма и амплитуда акустического сигнала при расположении гидрофона на расстоянии 10,5 см от оси пучка и различных расстояниях от точки входа пучка: 3; 8; 10,5; 13 и 18 см (кривые 1-5 соответственно).

В результате эксперимента тепловой механизм генерации звука был подтвержден как пропорциональностью амплитуды сигнала суммарной энергии, заключенной в импульсе, так и значительным уменьшением акустического сигнала при понижении температуры воды до 4 градусов (когда коэффициент теплового расширения обращается в нуль). Спектр акустического импульса представлен на рис. 2, максимальная частота составляет 30 кГц. Формы и амплитуды акустических сигналов на расстоянии 10,5 см от оси пучка и на различных расстояниях от места ввода пучка приведены на рис. 9. Если расположить гидрофон вблизи начала термоакустической антенны, то такая ситуация хорошо соответствует приближению ближнего звукового поля от цилиндра. Сигнал имеет форму, близкую к той, которая предсказывается теорией.

Эксперимент на пучке протонов в ИТЭФ

В 2000-2004 гг. на ускорителе в ИТЭФ проводились эксперименты по измерению акустического сигнала от пучка протонов в воде. Их целью являлось получение пространственно-временной структуры акустического поля, а также наблюдение зависимости акустического сигнала от параметров пучка. В рамках проверки гипотезы о терморadiационном механизме генерации звука была также измерена зависимость сигнала от температуры воды.

Энергии протонов составляла 200 МэВ. В качестве мишени служила вода 3% солености, заполняющая бассейн в форме параллелепипеда размерами 50,8 x 52,3 x 94,5 см. Параметры пучка были следующими: длительность импульса ускорителя - 70 нс, пространственная форма пучка в поперечном направлении имела форму, близкую к гауссовой, диаметр пучка (ширина на полувысоте) – 2 см. Интенсивность пучка составляла около $4 \cdot 10^{10}$ протонов в импульсе. Измерения проводились с помощью гидрофонов, обладающих линейной АЧХ в области частот 0,1 – 100 кГц. Уровень сигнала в условиях эксперимента превышал уровень собственных шумов гидрофонов на 12-15 Дб.

Основные результаты: получена структура акустического поля, в ней выделены вклады от трех частей термоакустической антенны (от протяженной средней части, от области максимальной плотности энерговыделения в конце пробега протонов – пика Брэгга, и от заглушки в области входа пучка в воду). Также было подтверждено изменение полярности сигнала при температуре воды около 4°C, что указывает на терморadiационный механизм генерации звука. Поскольку сигнал меняет также и форму, при таких температурах возможен существенный вклад других механизмов, например, микрострикционного.

Эксперимент в НИИЯФ МГУ

В настоящее время НИИЯФ МГУ совместно с ИТЭФ и ВНИИ физико-технических и радиотехнических измерений проводит эксперимент по исследованию акустического сигнала от пучка электронов на импульсном разрезном микротроне RTM70.

Моделирование

При подготовке эксперимента было проведено компьютерное моделирование процесса прохождения пучка электронов в воде, а также прохождения в воде тормозного излучения от электронов. Цель состояла в получении пространственного распределения потерь энергии частицами пучка, которое в предположении терморadiационного механизма генерации звука дает плотность мощности тепловых источников звука.

Моделирование проводилось с помощью программы GEANT4.

Полученные данные были нормированы на параметры пучка, которые имели место в нашем эксперименте. Ток в импульсе составлял 2 мА, длительность импульса – 5 мкс. Таким образом, число электронов в импульсе составляет $6 \cdot 10^{10}$, полное энерговыделение при энергии электронов 50 МэВ – порядка $3 \cdot 10^{18}$ эВ. Интенсивность от импульса к импульсу постоянна с точностью до 10%.

Также была поставлена цель сравнить распределения потерь энергии электронами и тормозным излучением с распределением потерь энергии протонами. Для этого был промоделирован процесс прохождения в воде пучка протонов с энергией 200 МэВ. Параметры пучка соответствовали условиям эксперимента, проведенного на ускорителе в ИТЭФ (диаметр пучка 2 см, число протонов в импульсе $4 \cdot 10^{10}$). Таким образом, можно сравнить форму распределения энергетических потерь, а также равномерность и величину энерговыделения.

В результате было получено пространственное распределение потерь энергии частицами для следующих случаев:

1. Электронный пучок направляется непосредственно в бак с водой. Диаметр пучка 4 мм. Предполагается, что пространственная форма пучка на входе имеет форму распределения Гаусса.

2, 3, 4. В бак направляется тормозное излучение от электронов. В этом случае пучок электронов проходит через вольфрамовую мишень толщиной 0.1 мм, 1 мм и 3 мм, затем – через свинцовый коллиматор длиной 10 см и диаметром отверстия 1 см.

5. Протонный пучок диаметром 2 см направляется в бак с водой.

Результаты моделирования приведены в Приложении.

Первая серия результатов (рис. 1) показывает распределение средних потерь энергии на единице длины пути dE/dZ в зависимости от пройденного расстояния Z (мм).

Видно, что если для протонов максимум энерговыделения находится в конце пробега (пик Брэгга), то пучок электронов теряет практически всю энергию в начале пути.

Протяженность области энерговыделения для электронов не превышает 10 см.

Значительное падение интенсивности энерговыделения в случае тормозного излучения может быть обусловлена, помимо влияния мишени, присутствием коллиматора.

Вторая серия результатов (рис. 2 – 6) представляет собой двумерное распределение средних потерь энергии частиц в воде, показанное в плоскости XZ . По оси Z отложено расстояние в направлении распространения пучка (мм), по оси X – расстояние от оси пучка в направлении, перпендикулярном направлению распространения (мм).

Показана величина энергопотерь dE/dV , проинтегрированная по слою $(X, X + dX) \times (-Y, Y) \times (Z, Z + dZ)$, где $dX = 1$ мм, $dZ = 1$ мм, $Y = 10$ мм (так как распределение аксиально-симметрично, нужно брать по третьему измерению достаточно тонкий слой).

Третья серия результатов (рис. 7 – 10) дает представление о поперечном распределении средних потерь энергии. По оси Z – расстояние в направлении распространения пучка (мм), по оси X – расстояние от оси пучка, характеризующее цилиндрический объем, в котором заключено соответственно 50% и 80% от всей энергии, теряемой пучком частиц на данном участке пути dZ . Данные графики дают наглядное представление о пространственной форме области энерговыделения.

Наконец, **четвертая серия результатов** (рис. 11 – 15) представляет собой поперечное распределение средних потерь энергии для нескольких сечений пучка (на расстояниях 0, 5, 10, 15, 20 и 25 см от точки входа пучка). Цветом обозначена величина энергопотерь dE/dV , проинтегрированная по слою $(X, X + dX) \times (-Y, Y) \times (Z, Z + dZ)$, где Z – координата сечения, $dZ = 50$ мм, $Y = 10$ мм, $dX = 1$ мм.

На входе коллиматора (или бассейна, если коллиматор отсутствует) форма пучка электронов и, соответственно, области энерговыделения является гауссовой (рис. 11). Значение диаметра пучка (4 мм) берется на половине высоты гауссиана. При прохождении через коллиматор (рис. 12-14) форма пучка искажается, его ширина на полувысоте теперь определяется диаметром коллиматора (1 см). Из рис. 15 для протонов хорошо видно, что основная часть энергии выделяется в последнем сечении, на расстоянии 25 см от точки входа. Также можно заметить, что пучок протонов диаметром 2 см не испытывает на своем пути значительного расхождения (ширина на полувысоте в последнем сечении ≈ 2 см, как и в начале).

В целом область энерговыделения электронов является значительно более неравномерной и размытой, чем в случае протонов. Максимальная плотность энерговыделения пучка электронов наблюдается вблизи точки входа пучка и имеет протяженность менее 5 см (без коллиматора). Для тормозного излучения и при наличии коллиматора эта область еще меньше. Отсюда можно заключить, что приближение ближней зоны цилиндрического

источника звука применимо лишь при измерениях в непосредственной близости от точки входа пучка (в пределах 5 см).

Схема эксперимента

Целью первого этапа эксперимента являлось получение звукового сигнала от пучка и наблюдение за изменениями его параметров в зависимости от положения гидрофона.

Параметры пучка были следующими:

- Энергия электронов – 50 МэВ
- Длительность пучка – 5 мкс
- Интенсивность – 2 мА
- Форма пучка – квазиэллиптическая (размеры около 5 мм по вертикали и 2,5 мм в горизонтальной плоскости).

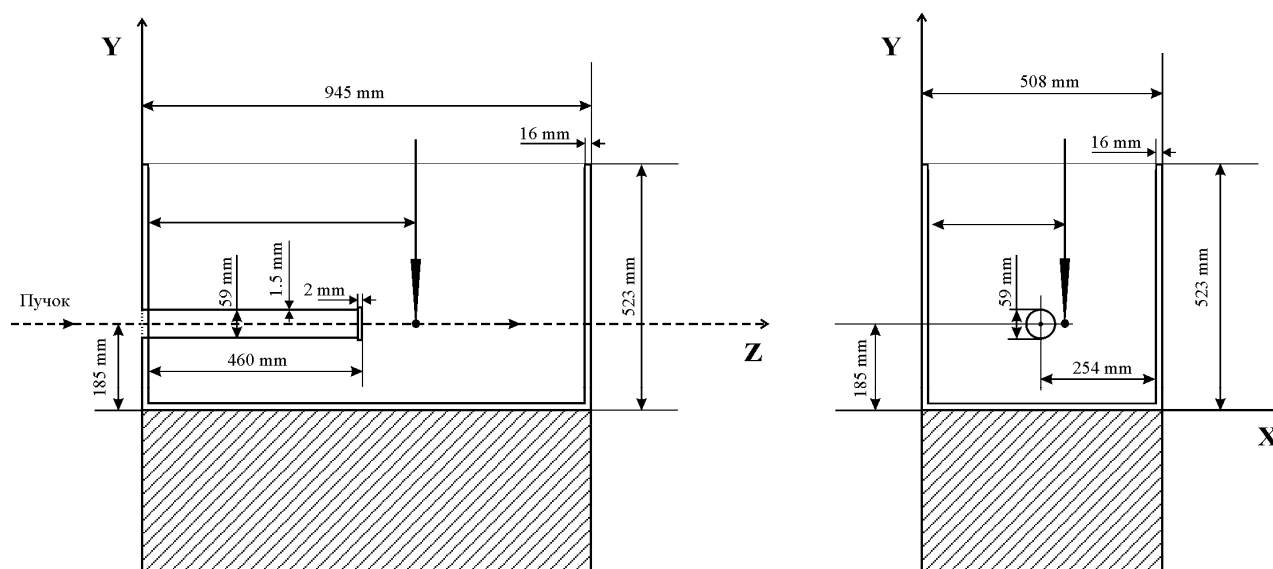


Рис.10. Схема эксперимента.

Схема эксперимента показана на рис. 10. В качестве мишени использовалась дистиллированная вода, которая заполняла бассейн, имеющий форму параллелепипеда размерами 50,8 x 52,3 x 94,5 см. Бассейн выполнен из оргстекла. Вода заполняла его на 90% объема. Температура воды составляла 20,5°C и не изменялась в ходе эксперимента. Размеры бассейна позволяли разделить при измерениях прямой сигнал от пучка и сигнал, отраженный от стенок. Пучок электронов вводился в центр измерительного объема через трубу $\varnothing 59$ мм, длиной 46 см и толщиной стенки 1,5 мм, вставляемую в боковую грань бассейна и закрытую заглушкой из тефлона толщиной 2 мм. Измерения проводились с помощью пьезоэлектрического гидрофона ГГ-26, закрепленного в баке на высоте пучка. Частотный диапазон гидрофона 1,6 – 100 кГц, неравномерность АЧХ в диапазоне частот

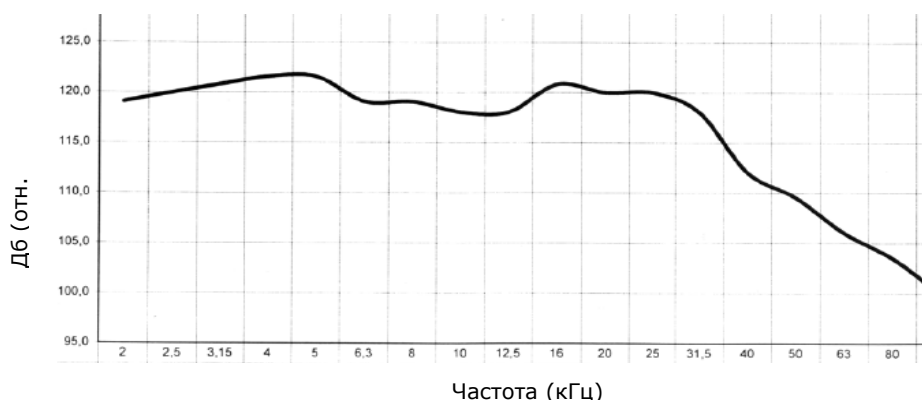


Рис. 11.
АЧХ
гидрофона
ГГ-26

до 40 кГц не более 2 Дб. АЧХ гидрофона представлена на рис. 11.

Гидрофон ГГ-26 подключался через собственный предусилитель, а также через измерительный усилитель Robotron.

Считывание информации проводилось с помощью 2-лучевого осциллоскопа ТЕКТРОНИХ TDS 3032 с частотой оцифровки 10 МГц. Синхроимпульс с управляющего генератора прямоугольных импульсов подавался на синхронизирующий вход осциллоскопа и предшествовал по времени приходу пучка на мишень приблизительно на 4 мкс. На один из двух каналов осциллоскопа выводился сигнал с трансформаторного датчика тока пучка (по которому можно определить ток пучка и время его прихода с точностью до нескольких наносекунд), на другой – сигнал с гидрофона.

Измерение акустического поля проводилось на четырех трассах, расположенных параллельно оси пучка в горизонтальной плоскости, проходящей через ось пучка. Расстояния от оси пучка составляли 1, 3, 6 и 10 см. Также были проведены измерения на двух трассах, перпендикулярных оси пучка, проходящих на расстояниях 2 см и 20 см от места ввода пучка.

Излучение имеет вид затухающих гармонических колебаний, начальный период которых дает представление о свойствах излучающей системы.

На рисунке 12 представлена осциллограмма сигнала в точке z_0 трассы II, то есть при $x = 6$ см, $z = -8$ см (начало координат выбрано в центре заглушки, через которую осуществляется ввод пучка в воду). Черным показан сигнал с гидрофона при нулевой интенсивности пучка, то есть фоновый шум. Видно, что электромагнитная наводка от систем ускорителя занимает временной промежуток от 0 до 25 мкс и имеет амплитуду, сравнимую с амплитудой сигнала. Красным показан сигнал с гидрофона при максимальной интенсивности пучка. Видно, что сигнал имеет сложную гармоническую структуру. Отчетливо разграничиваются во времени прямой сигнал от источника и его последующие отражения от стенок бассейна. Интерес для анализа представляет начальный период сигнала, имеющий биполярную форму.

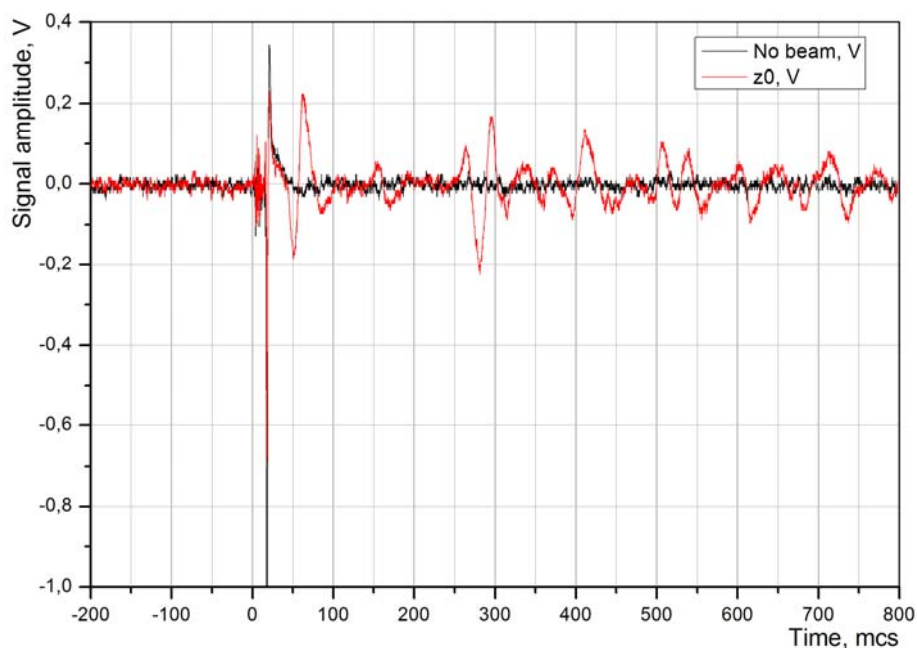


Рис. 12. Осциллограмма сигнала от пучка и сигнала при нулевой интенсивности пучка в точке ($x = 6$ см, $z = -8$ см).

Первый этап анализа состоит в определении по осциллограмме расстояния до источника звука. На рис. 13 дана та же осциллограмма в увеличенном масштабе. Стрелкой отмечено

время прихода сигнала. Здесь $t_{\text{signal}} = 40$ мкс (с учетом того, что между началом развертки и приходом пучка проходит около 4 мкс), оно соответствует расстоянию до источника звука $L = 6$ см (скорость звука в воде при температуре 20°C составляет 1484 м/с).

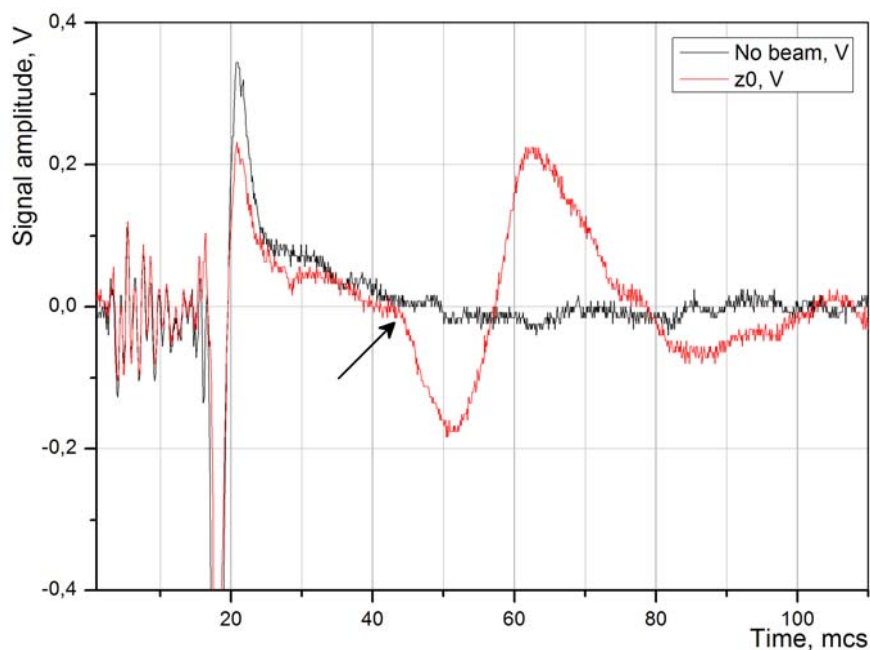


Рис. 13. Определение времени прихода сигнала по осциллограмме.

Точность определения времени прихода сигнала составляет около 5 мкс. Соответственно, ошибка в определении расстояния не превышает 0,75 мм.

В данный момент эксперимент находится на этапе обработки данных.

На следующих этапах эксперимента планируется измерить зависимость конфигурации и интенсивности акустического поля пучка электронов от параметров пучка (длительности, интенсивности), от температуры воды и от концентрации соли в воде. Также представляет интерес измерение акустического поля пучка тормозного излучения от электронов.

Список литературы:

1. Аскарьян Г.А, Долгошеин Б.А. Письма в ЖЭТФ, 1977, Т. 25, стр. 232.
2. Лямшев Л.М. Радиационная акустика. М., Наука, Физматлит, 1996.
3. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. Т.1. М., Атомиздат, 1974.
4. Лямшев Л.М., Челноков Б.И. Генерация звука проникающим излучением в конденсированных средах. Радиационная акустика (под ред. Л.М. Лямшева): М., Наука, 1987.
5. Askariyan G.A., Dolgoshein B.A., Kalinovskiy A.N., Mokhov N.V. Nuclear instruments and Methods, 1979, V.164, pp. 267-278.
6. Nikolai G. Lehtinen et al.:astro-ph/0104033 v1 3 Apr 2001
7. J. Vandenbroucke et al.: astro-ph/0406105 v2 31 Aug 2004
8. Sulak L., Armsrong T., Baranger H. et al. Nuclear Instruments and Methods, 1979, V.161, №2, pp. 203-217.
9. Албул В.И., Бычков В.Б, Васильев С.С. и др. Приборы и техника эксперимента, 2004, №4, с. 1-6.
10. Албул В.И., Бычков В.Б, Гусев К.Е. и др. Измерение параметров акустического излучения, сопровождающего торможение в воде пучка протонов с энергией 125 и 200 МэВ в воде до остановки. Препринт ИТЭФ 2000-25.
11. Albul V.I., Bychkov V.B., Vasil'ev S.S. et al. Acoustical Physics, 2005, V.51, №1, pp. 33-37.
12. Kirkendall C., Dandridge A. J. Phys. D: Appl. Phys. 2004, V.37, pp. 197-216.