

О РЕГИСТРАЦИИ АТМОСФЕРНЫХ НЕЙТРИНО ПОДВОДНЫМ ЧЕРЕНКОВСКИМ ДЕТЕКТОРОМ

Н. И. Старков ^{ж)}, В. А. Царев

УДК 539.17.02

Приведены оценки скорости событий, показывающие возможность использования подводного черенковского детектора для регистрации атмосферных нейтрино.

Принципиальная возможность изучения нейтринных взаимодействий в экспериментах с атмосферными нейтрино с помощью детекторов, расположенных глубоко под поверхностью Земли или в океане, была впервые указана М. А. Марковым более двух десятилетий тому назад /1/. С тех пор был построен и запущен в эксплуатацию ряд подземных установок, способных регистрировать атмосферные нейтрино. В то же время подводные эксперименты до сих пор фактически не вышли из стадии обсуждения проектов. В настоящее время в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР создан черенковский детектор /2/, предназначенный для глубоководных измерений потоков мюонов с целью изучения энергетического спектра космических мюонов до энергий $5 \cdot 10^{13}$ эВ.

В настоящей работе мы обсудим возможность использования этого детектора для регистрации атмосферных нейтрино. Напомним, что последние возникают, главным образом, от распадов π , K и μ , образующихся при взаимодействии частиц космических лучей с ядрами атомов воздуха в атмосфере. Кроме того "прямые" нейтрино могут генерироваться непосредственно в ядерных взаимодей-

^{ж)} НИИЯФ МГУ

виях или в распадах короткоживущих частиц (например, чармированных). Нейтрино рождают в воде перед детектором мюоны, которые и могут быть зарегистрированы по их черенковскому излучению.

Оценим ожидаемую скорость счета N этих событий. Выражение для N можно записать так:

$$N = \int dE_\nu \int dE_\mu \int dV \left[\rho N_0 \cos \beta D(E_\nu, \beta) \frac{d\sigma}{dE_\mu} \varepsilon_3(\beta, \varphi, r) \Theta(\cos \gamma) d\cos \beta d\varphi. \right. \\ \left. (I) \right]$$

Здесь $D(E_\nu, \beta)$ — дифференциальный спектр $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$, $d\sigma/dE_\mu$ — сечение рождения мюонов, ρ — плотность воды, N_0 — число Авогадро, $\Theta(x)$ — тета-функция, ε_3 — эффективность установки /2/ при тройных совпадениях $\varepsilon_3(\beta, \varphi, r) = [1 - \exp(-ak)]^3$, $k = A r^{-1} \exp(-Br)$ — среднее число фотоэлектронов, выбиваемых с фотокатода,

$$A = A_0 \cos \gamma [1 - \cos^2 \varphi \sin^2 \beta]^{-1/2}, \quad B = (\lambda \sin c)^{-1} [1 - \cos^2 \varphi \sin^2 \beta]^{1/2}, \\ \cos \gamma = \cos \beta \left[\cos c + \frac{\sin \beta \cos \varphi \sin c}{\sqrt{1 - \cos^2 \varphi \sin^2 \beta}} \right],$$

β и φ — зенитный и азимутальный углы падения мюона на плоскость установки, c — угол черенковского излучения в воде, λ — величина, характеризующая поглощение черенковского света в воде, a и A_0 — параметры установки /2/. Выражение (I) удобно переписать в виде:

$$N = (2\pi)^{-1} N_0 \sigma_0 \int_0^\infty dE_\nu \hat{R}_\mu(E_\nu) \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_{-1}^{+1} \cos \beta D(E_\nu, \beta) S(\beta) d\cos \beta. \quad (2)$$

Здесь φ' — азимутальный угол относительно оси симметрии установки, определяющий положение точки пересечения трека мюона с плоскостью установки. Для вертикальной ориентации, когда ось установки совпадает с осью симметрии потока, $\int d\varphi' = 2\pi$,

$$S(\beta) = 2\pi \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty r dr \varepsilon_3(\beta, \varphi, r) \Theta(\cos \gamma) = \text{"эффективная площадь"}$$

установки и $\hat{R}_\mu(E_\nu) = \rho \int_0^{E_\nu} R_\mu(E_\mu) dE_\mu$ — интегральный пробег

мюонов: в г/см². Мы полагаем также $\sigma_\nu = \sigma_0 E_\nu$ для всех рассматриваемых энергий. Для характеристики установки полезно ввести еще величину "эффективного объема мишени" V_{eff} , которую мы определим следующим образом

$$V_{\text{eff}} = N \left\{ \sigma_0 N_0 \rho \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-1}^{+1} \cos\theta d\cos\theta \int_0^\infty dE_\nu E_\nu D(E_\nu, \theta) \right\}^{-1}. \quad (3)$$

При численных расчетах нами были приняты следующие значения параметров: $\sigma_0 = 0,63 \cdot 10^{-38}$ см²/ГэВ·нуклон, $c = 41^\circ$, $\lambda = 20$ м, $A_0 = 2882$ см (соответствует 36 ФЭУ, включенным на тройные совпадения), $a = 0,62$ для порога регистрации δ , равного одному фотоэлектрону ($\delta = 1$) и $a = 0,35$ для $\delta = 2$; интегрирование проводилось по области $1 \leq E_\nu \leq 3 \cdot 10^4$ ГэВ. Для $R_\mu(E_\mu)$ использовались значения из /3/, а для потоков $D(E_\nu, \theta)$ из верхней и нижней полусфер — величины, вычисленные в работах /4/. В результате численного интегрирования выражения (2) мы получили, что при $\delta = 1$ (2) установка /2/, ориентированная по вертикали вверх, должна регистрировать примерно 46 (20) атмосферных нейтрино в год, а ориентированная по горизонтали — 60 (25). Заметим, что конкуренция падения D и роста $\hat{R}_\mu$ с ростом E_ν приводит к тому, что в интеграле (2) оказывается существенным довольно широкий интервал энергий E_ν . Тем не менее, основной вклад дают сравнительно малые E_ν (так, половина интеграла по E_ν набирается по области ≤ 30 ГэВ, а "хвост" от 10^4 до $3 \cdot 10^4$ ГэВ дает $\approx 1\%$. В результате потоки нейтрино "снизу", которые согласно расчетам /4/ могли бы отличаться от потоков "сверху" за счет поглощения в Земле при $E_\nu \geq 10^4$ ГэВ, если $\sigma_\nu = \sigma_0 E_\nu$, дадут с точностью 1-2% те же значения N , что и потоки "сверху". Эффективный объем оказывается равным ≈ 2000 м³ ($\delta = 1$) и ≈ 870 м³ ($\delta = 2$).

Найденные значения N показывают, что детектор /2/ при его стационарной установке на глубине нескольких километров,

где фон достаточно мал (оценки фона см. в работе /2/), дает возможность проводить эксперименты с атмосферными нейтрино. (Для сравнения укажем, что Баксанский нейтринный телескоп ИИР регистрирует за год около четырех десятков атмосферных нейтрино /5/.) Подобные измерения могли бы представлять интерес, например, с точки зрения поисков нейтринных осцилляций /6/. Принимая, что для детектора, смотрящего "вниз", среднее расстояние до источника $L \approx 10^4$ км, а средняя энергия регистрируемых нейтрино $\langle E_\nu \rangle \approx 10$ ГэВ, получаем, что чувствительность таких измерений к осцилляциям ($\Delta m^2 = 4\pi \langle E_\nu \rangle / L \approx 10^{-3}$ эВ²) весьма высока.

В заключение, как и в предыдущей работе /7/, мы хотели бы подчеркнуть, что полученные оценки следует рассматривать как предварительные. Реальные величины N могут быть вычислены в дальнейшем, после того как экспериментально будет найден оптимальный режим работы детектора в условиях реального фона.

Авторы признательны Л. В. Волковой, В. П. Пустоветову, Ю. А. Трубкину и В. М. Федорову за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
28 апреля 1981 г.

Л и т е р а т у р а

1. M. A. Markov, Proc. Int. Conf. on High Energy Physics, Rochester, 1960, p. 579.
2. В. П. Пустоветов, Ю. А. Трубкин, В. М. Федоров, Препринт ФИАН № 60, 1981 г.
3. Э. В. Бугаев, Ю. Д. Котов, И. Л. Розенталь, Космические мюоны и нейтрино, Атомиздат, М., 1970 г.
4. Л. В. Волкова, Ядерная физика 31, 1510 (1980); L. V. Volkova, G. T. Zatsepin, Proc. 17 ICRC, Paris, 1981.
5. A. P. Chudakov et al., Proc. 17 ICRC, Paris, 1981.
6. С. М. Биленький, Б. М. Понтекоров, УФН 123, 182 (1977).
7. В. А. Царев, Краткие сообщения по физике ФИАН № 9, 42 (1981).