

ДЮМАНД ИЛИ ШАЛОН ?

С. И. Никольский, В. А. Царев

УДК 539.17.02

Показана возможность регистрации космических и ускорительных нейтрино по черенковскому излучению от широких атмосферных ливней, возникающих при прохождении нейтрино через атмосферу.

Расшифровка аббревиатуры ДЮМАНД общеизвестна. ШАЛОН — широкие атмосферные ливни от нейтрино. Так как исследование мюонов высокой энергии здесь не предусматривается, то "или" означает не противопоставление этих экспериментов по их целесообразности, а лишь сопоставление геометрии размещения аппаратуры.

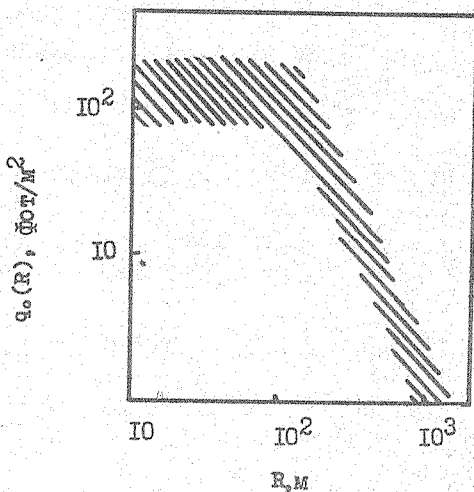
Основной особенностью эксперимента ДЮМАНД является большой объем ($\sim 10^9$ т) вещества, контролируемый детекторами электронно-фотонных каскадов, образуемых в результате взаимодействий мюонов и нейтрино в воде. При этом большое число фотоумножителей размещается равномерно в объеме воды ~ 1 км³. Однако локальная оптическая система типа "мушинный глаз" /1/ (группа фотоумножителей в фокусе сферического зеркала), помещенная на спутник с высоты ~ 300 км может контролировать площадь $\gtrsim 3 \cdot 10^5$ км² с массой воздуха $\gtrsim 3 \cdot 10^{12}$ т. Нейтрино высокой энергии, прошедшие сквозь земной шар, могут образовать широкие атмосферные ливни. Методы исследования широких атмосферных ливней космического излучения по вызываемому ими в атмосфере излучению Вавилова — Черенкова в настоящее время достаточно хорошо разработаны. При этом ливни, вызванные первичными протонами и ядрами с энергией $\gtrsim 10^{15}$ эВ, наблюдаемы с помощью относительно простых детекторов. Имеется опыт регистрации и ливней с меньшими первичными энергиями вплоть до $\sim 10^{12}$ эВ.

Условия наблюдений ливней от нейтрино, идущих снизу от Земли, мало отличаются от обычных. Удаление регистрирующей аппаратуры на ~ 300 км от места излучения существенно не меняет эффективность регистрации, так как теряется лишь часть черенковского света от электронов, испытавших значительное кулоновское рассеяние. В отличие от установки ДЖМАНД, в которой каскады регистрируются в полном телесном угле, в предлагаемом эксперименте ШАЛОН узкая направленность света ограничивает угол регистрации до 10^{-3} ср. Однако соотношение просматриваемых масс вещества (10^9 и $>3 \cdot 10^{12}$ т) полностью компенсирует потери статистики из-за узкого угла регистрации. В то же время высокое угловое разрешение открывает новые возможности эксперимента.

Перейдем теперь к ускорительным нейтрино. В последнее время широко обсуждаются перспективы создания протонных ускорителей следующего поколения в мультитэвовой области энергий $E_p \sim 3-30$ ТэВ. Нейтринные пучки таких ускорителей, наряду с фундаментальными исследованиями, открывают также интересные возможности прикладных работ, связанных с глобальной геодезией и тектоникой /2/, геотомографией /3,4/, геологией /4/ и т.п. В настоящей работе мы хотим обратить внимание на возможность детектирования нейтринных пучков от мультитэвовых ускорителей по черенковскому излучению, которое сопровождает их прохождение через атмосферу. Для ряда задач, не требующих точных измерений интенсивности пучка или энергии нейтрино, подобный метод регистрации может оказаться достаточно эффективным.

Для оценки плотности потока $Q(E_p, R)$ (E_p — энергия первичных протонов ускорителя, R — расстояние от оси пучка) черенковских фотонов, возникающих при прохождении нейтринного пучка от ускорителя через атмосферу, будем использовать следующие предположения.

Плотность потока $q(E, R)$ черенковских фотонов от ШАЛ, вызванного индивидуальным взаимодействием нейтрино, будем вычислять, используя результаты, полученные при изучении потоков черенковских фотонов от ШАЛ, инициированных первичными адронами и γ -квантами (см.; напр., /5/). При $E = 1$ ТэВ эти результаты для потока $q_0(R) \equiv q_0(E = 1 \text{ ТэВ}, R)$ схематически показаны на рис. 1. (В дальнейшем мы будем пренебрегать влиянием уровня



Р и с. 1. Схематическая зависимость плотности потока фотонов $q_0(R)$ от расстояния R от оси ливня. Заштрихованная область показывает неопределенность экспериментальных данных и теоретических расчетов.

зарождения ШАД, считая, что ливень является достаточно развитым.) Для пересчета к другим энергиям примем простую линейную экстраполяцию $q_0(E, R) = q_0(R)(E/1 \text{ ТэВ})$. Учтем еще, что при взаимодействии нейтрино (при рассматриваемых $E_\nu \ll 1 \text{ ТэВ}$) только около половины энергии E_ν передается ливню. Поэтому

$$q(E_\nu, R) \approx 0,5(E_\nu/1 \text{ ТэВ})q_0(R). \quad (1)$$

Будем считать, что интенсивность протонного пучка N_p растет с E_p : $N_p \approx 10^{15} (E_p/10 \text{ ТэВ})$ протонов/имп., а сечение $\sigma_{\text{взаим.}}(E_\nu) \approx 10^{-35} \text{ см}^2 (E_\nu/1 \text{ ТэВ})$.

Рассмотрим два механизма формирования нейтринных пучков.

Вариант А. Основными источниками нейтрино являются распады вторичных π и K -мезонов. В этом случае $\langle E_\nu \rangle \approx E_p/18$ и среднее число взаимодействий при прохождении единицы пути в веществе плотности ρ

$$dN/dx = \rho N_A \int dE_N dN_N / dE_N \sigma_N(E_N) \approx 6(\rho/\text{г/см}^3) \times \quad (2)$$

$$\times (1/\text{км})(E_p/10 \text{ ТэВ}) \text{ см}^{-1},$$

где l - длина распадного канала. Поскольку ширина σ нейтринного пучка $\approx \sigma(\pi + K) \approx 50 \text{ м}$ ($L/1000 \text{ км}$) ($10 \text{ ТэВ}/E_p$) (L - расстояние от ускорителя до детектора) существенно меньше ширины распределения $q_0(R)$, плотность черенковских фотонов $Q(E_p, l, R)$, сопровождающих пучок нейтрино, может быть найдена приближенно перемножением (1) и (2):

$$Q_{\pi+K}(E_p, l, R) = A(\pi + K)q_0(R),$$

где $A(\pi + K) \approx 167(\rho/\text{кг/м}^3)(1/\text{км})(X/\text{км})(E_p/10 \text{ ТэВ})^2$, а X - наблюдаемая длина пути пучка в атмосфере. При $\rho = 1,3 \text{ кг/м}^3$, $l = X = 1 \text{ км}$ и $E_p = 10 \text{ ТэВ}$ получим $A \approx 215$.

Вариант Б. В случае очень коротких распадных каналов (при $l_{\text{расп}}(\Lambda_C^+, \bar{D}^0) \ll l \ll l_{\text{расп}}(\pi, K)$), основной вклад в нейтринный пучок будут давать "прямые" нейтрино, образованные при распаде вторичных очарованных частиц $/6/$. В этом случае \approx для Λ_C^+ и $\bar{D}^0 \langle E_N \rangle \approx E_p/12$ и $dN(\Lambda_C^+ + \bar{D}^0)/dx \approx 3(\sigma_0/\text{мбн})(\rho/\text{г/см}^3)(E_p/10 \text{ ТэВ})^2 \text{ см}^{-1}$. Здесь σ_0 - сечение рождения очарованных частиц ($\Lambda_C^+ + \bar{D}^0$).

Ширина пучка "прямых" нейтрино \approx :

$$\sigma(\Lambda_C^+ + \bar{D}^0) \approx 150 \text{ м} (L/1000 \text{ км})(10 \text{ ТэВ}/E_p)$$

примерно в 3 раза больше, чем $\sigma(\pi + K)$ и уже соизмерима с шириной распределения $q_0(R)$. Поэтому для нахождения $Q_C(E_p, R)$ следует свернуть $q_0(R)$ с профилем пучка "прямых" нейтрино. Однако для грубых оценок можно, как и в случае $(\pi + K)$, перемножить (1) и (3). Тогда

$$Q_C(E_p, R) = A_C(\Lambda_C^+ + \bar{D}^0)q_0(R),$$

где $A_C(\Lambda_C^+ + \bar{D}^0) \approx 125(\sigma_0/\text{мбн})(\rho/\text{кг/м}^3)(X/\text{км})(E_p/10 \text{ ТэВ})^3$. При

\approx) Эти результаты получены совместно с Н. П. Зотовым, В. А. Салеевым и В. А. Чечиним.

$\sigma_0 = 0,5 \text{ мбн}$, $\rho = 1,3 \text{ кг/м}^3$, $X = 1 \text{ км}$, $E_p = 10 \text{ ТэВ}$ имеем
 $A_C \approx 81$.

Полученные результаты показывают, что в обоих вариантах при прохождении нейтринного пучка от мультитэвных ускорителей в атмосфере возникает достаточно интенсивное черенковское излучение, которое может быть зарегистрировано используемой при исследовании космических лучей аппаратурой с высот до 30 км (аэростаты, самолеты) при площади оптических детекторов $S_d \gg 0,01 \text{ м}^2$ и с высот до 300 км (спутники) при $S_d \gg 1 \text{ м}^2$.

В заключение заметим, что использование детекторов, помещенных на спутник, для детектирования ШАЛ по радиоизлучению обсуждалось ранее в работе /6/ и по отраженному от снега черенковскому свету в работе /7/.

Поступила в редакцию
21 ноября 1983 г.

Л и т е р а т у р а

1. G. V. Mason et al., 15 ICRC papers, 8, 252 (1977).
2. R. Bostrom et al., 16 ICRC papers, 10, 266 (1979).
3. A. Fiacchi, E. Zavattini, CERN report, October 1973; Л. В. Волкова, Г. Т. Зацепин, Изв. АН СССР, сер. физ., 38, 1060 (1974); И. П. Недаляков, Препринты ОИЯИ, И8-81-189; P2-81-645, Дубна 1981 г.
4. A. De Rujula et al., Preprint HUTP-83/A019 (1983).
5. А. А. Беляев и др., Электронно-фотонные каскады в космических лучах при сверхвысоких энергиях, "Наука", М., 1980 г.
6. L. G. Dedenko, M. A. Markov, I. M. Zheleznykh, Proc. Neutrino-81, Maui, Hawaii, v. 1, p. 292, 1981.
7. Р. У. Байсембаев, Ю. Н. Вавилов, Краткие сообщения по физике ФИАН, № 10, 3 (1974).