

ОБ УГЛОВОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ
КОСМИЧЕСКИХ МЮОНОВ ПОД ВОДОЙ

Ю. А. Трубкин, В. М. Федоров

Актуальность измерений поглощения космических мюонов в разных средах для исследования их энергетических потерь при высоких энергиях подчеркивалась неоднократно /1/. При энергиях больше 10^{11} эв, когда пробеги мюонов в плотном веществе составляют километры, для воды практически имеется только два способа изучать прохождение частиц через большую толщу вещества - опускать аппаратуру на большие глубины /2/ или на сравнительно небольшой глубине наблюдать потоки частиц, проходящих под разными углами к зениту. В настоящей работе приведены результаты расчета наклонных потоков космических мюонов под водой на глубинах 500+2000 метров, выполненных исходя из имеющихся теоретических данных об угловой зависимости энергетического спектра мюонов на уровне моря и энергетических потерях при прохождении их через вещество.

Наиболее обоснованная аналитическая аппроксимация энергетического спектра, вытекающая из теоретического анализа процессов генерации мюонов в верхних слоях атмосферы, была предложена в /3/, где дифференциальный энергетический спектр на уровне моря представляется в виде

$$\frac{dJ}{dE}(E, \theta) = 0,17A(E, \theta) \frac{[E + k(\theta)\beta]^{-2,65}}{1 + E/E_{\pi}(\theta)}, \quad (1)$$

где E - энергия мюонов в Гэв, θ - зенитный угол, $\beta = (3,1 + 3,25) 10^{-3}$ Гэв г-1 см² - ионизационные потери мюонов в атмосфере. Значения коэффициентов $A(E, \theta)$, $k(\theta)$ и $E_{\pi}(\theta)$ см. в /3/. Такое представление спектра, полученного для предположения, что "родителями" мюонов являются в основном пионы, хо-

рошо согласуется со всеми предыдущими расчетами /4/ и спектром, выведенным из прямых спектрометрических измерений и кривой поглощения мюонов в грунте /5/.

Для данного рассмотрения допустимо пренебречь кривизной Земли (максимально возможная ошибка при определении пробега не превышает 3%) и считать, что энергия мюона в точке наблюдения на глубине H под углом θ к вертикали равна

$$E_0 = E - \Delta E(HS\cos\theta), \quad (2)$$

где $\Delta E(HS\cos\theta)$ - энергетические потери на пути $HS\cos\theta$.

Необходимое для определения ΔE соотношение пробег - энергия было получено численным интегрированием выражения для энергетических потерь мюона

$$\frac{dE}{dX} = a(E) + [b_T(E) + b_{II}(E) + b_{Я}(E)]E, \quad (3)$$

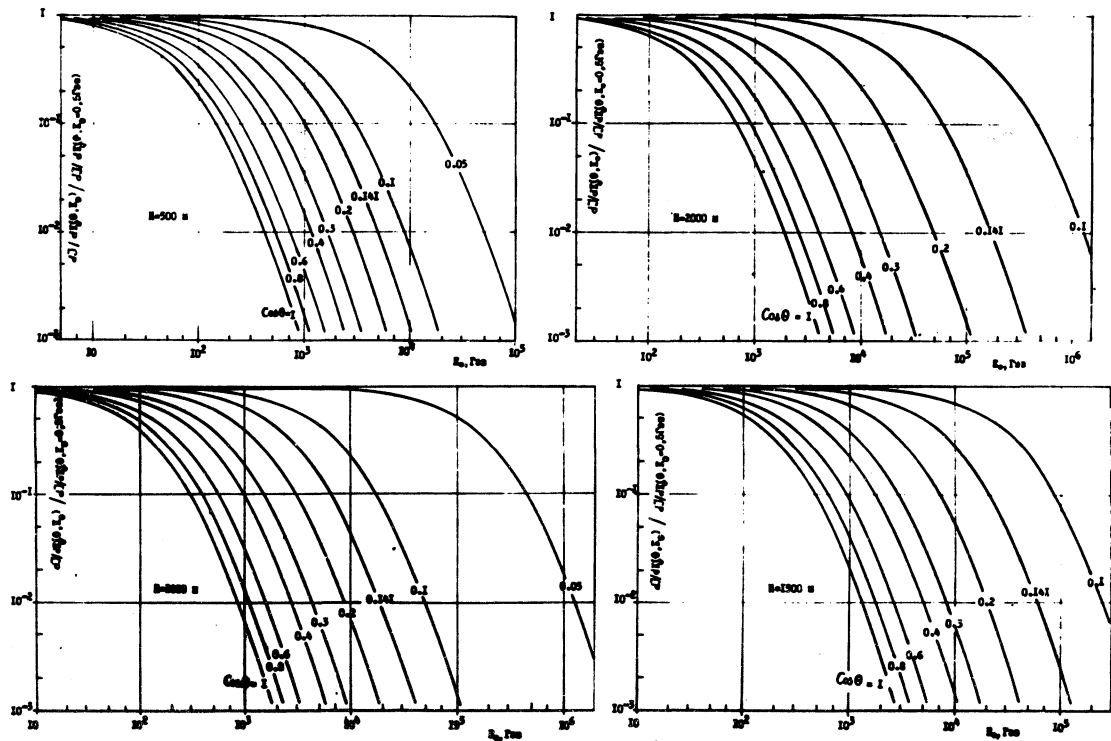
где $a(E)$ - доля потерь на ионизацию, а b_T , b_{II} и $b_{Я}$ - коэффициенты, характеризующие относительные энергетические потери на тормозное излучение, прямое образование пар и ядерные взаимодействия мюонов. Аналитические выражения для перечисленных коэффициентов приведены в /6/. Результаты интегрирования представлены в таблице I.

Таблица I

Соотношение пробег - энергия для воды

R, м	ΔE , ГэВ	R, м	ΔE , ГэВ	R, м	ΔE , ГэВ	R, м	ΔE , ГэВ
500	$1,40 \cdot 10^2$	3000	$1,30 \cdot 10^3$	7000	$6,65 \cdot 10^3$	15000	$9,79 \cdot 10^4$
1000	$3,07 \cdot 10^2$	4000	$2,09 \cdot 10^3$	8000	$9,43 \cdot 10^3$	20000	$4,98 \cdot 10^5$
1500	$5,02 \cdot 10^2$	5000	$3,16 \cdot 10^3$	9000	$1,33 \cdot 10^4$	25000	$2,53 \cdot 10^6$
2000	$7,29 \cdot 10^2$	6000	$4,63 \cdot 10^3$	10000	$1,87 \cdot 10^4$	30000	$1,30 \cdot 10^7$

Используя вышеприведенное представление энергетического спектра на уровне моря и соотношение пробег - энергия, дифференциальные и интегральные энергетические спектры космических мюонов под разными углами были рассчитаны для глубин 500, 1000, 1500 и 2000 м. На рис. I представлены значения дифференциальных спектров $dJ/dE_0(H, \theta, E_0)$ для глубин 500, 1000, 1500 и 2000, нор-



Р и с. 1. Дифференциальные спектры мюонов космического излучения, выраженные в относительных единицах, на указанных глубинах H под водой.

мированные к величинам dJ/dE_0 ($H, \theta, E_0 = 0,5$ Гэв) при значении $E_0 = 0,5$ Гэв, принятом за пороговое. Такое значение пороговой энергии следует из оптимальных размеров физической установки, с помощью которой возможно проведение экспериментальных измерений угловых распределений мюонов на указанных глубинах, используя для этой цели, например, стандартные счетчики Гейгера. Величины пороговых интенсивностей приведены в таблице 2.

Таблица 2

Значения величины dJ/dE_0 ($H, \theta, E_0 = 0,5$ Гэв),
 $\text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стер}^{-1} \text{Гэв}^{-1}$

H, M $\text{Сов} \theta$	500	1000	1500	2000
1,00	$8,70 \cdot 10^{-8}$	$6,83 \cdot 10^{-9}$	$1,28 \cdot 10^{-9}$	$3,48 \cdot 10^{-10}$
0,8	$4,36 \cdot 10^{-8}$	$3,14 \cdot 10^{-9}$	$5,41 \cdot 10^{-10}$	$1,35 \cdot 10^{-10}$
0,6	$1,84 \cdot 10^{-8}$	$1,19 \cdot 10^{-9}$	$1,80 \cdot 10^{-10}$	$3,88 \cdot 10^{-11}$
0,4	$4,92 \cdot 10^{-9}$	$2,45 \cdot 10^{-10}$	$2,77 \cdot 10^{-11}$	$4,30 \cdot 10^{-12}$
0,3	$1,81 \cdot 10^{-9}$	$6,85 \cdot 10^{-11}$	$5,57 \cdot 10^{-12}$	$6,06 \cdot 10^{-13}$
0,2	$3,78 \cdot 10^{-10}$	$7,85 \cdot 10^{-12}$	$3,16 \cdot 10^{-13}$	$1,44 \cdot 10^{-14}$
0,141	$7,91 \cdot 10^{-11}$	$6,96 \cdot 10^{-13}$	$9,57 \cdot 10^{-15}$	$2,28 \cdot 10^{-16}$
0,1	$1,14 \cdot 10^{-11}$	$2,40 \cdot 10^{-14}$	$6,60 \cdot 10^{-17}$	$1,91 \cdot 10^{-19}$
0,05	$2,87 \cdot 10^{-14}$	$2,41 \cdot 10^{-19}$	—	—

Изменение интегральной интенсивности $J(H, \theta)$ в зависимости от зенитного угла для каждой из указанных глубин показано на рис. 2. $J(H, \theta)$ определялось как

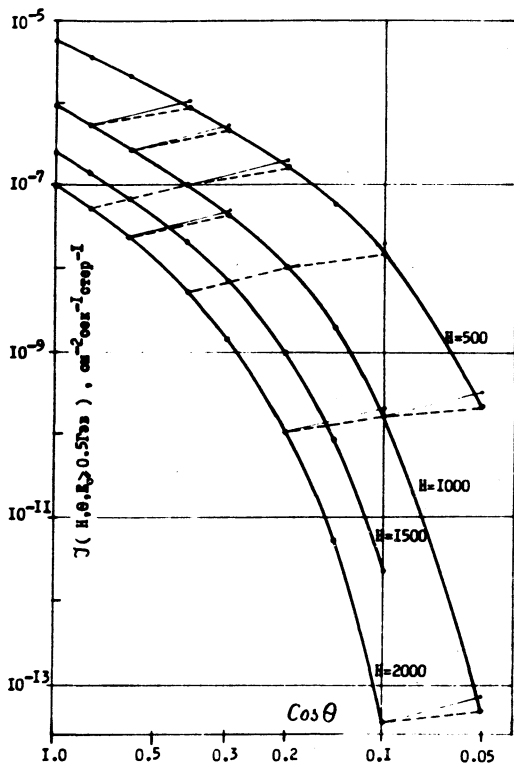
$$J(H, \theta) = \int_{0,5}^{\infty} \frac{dJ}{dE_0}(H, \theta, E_0) dE_0. \quad (4)$$

Соотношение между интенсивностью под углом $J(H, \theta)$ и вертикальной интенсивностью $J(H \text{Sec} \theta, 0)$ на глубине $H \text{Sec} \theta$, следующее из преобразования Гросса, часто используется в виде

$$J(H, \theta) = J(H \text{Sec} \theta, 0) \text{Sec} \theta. \quad (5)$$

На рис. 2 пунктирными отрезками соединены некоторые расчетные точки, соответствующие одинаковым пробегам мюонов в воде. Тон-

кие сплошные отрезки прямых демонстрируют закон изменения $\sim \text{Sec}\theta$. Отчетливо заметно отклонение от этого закона в сторону большей изотропии по мере увеличения зенитного угла и уменьшения глубины в области $H < 2000$ м.

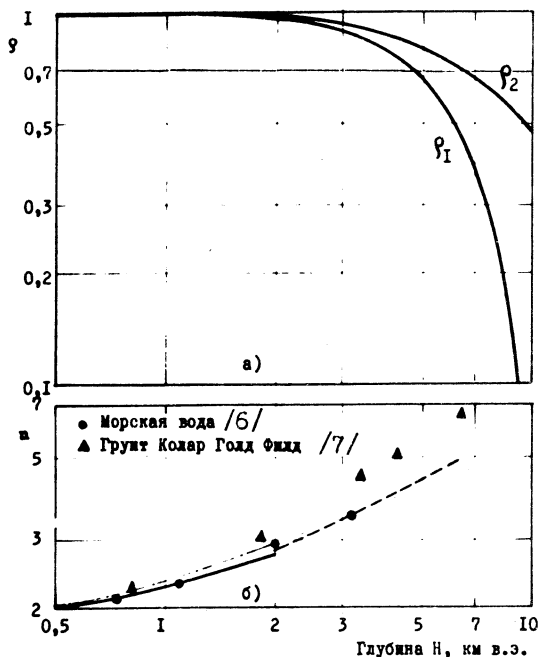


Р и с. 2. Зависимость интегральных потоков мюонов космического излучения от величины зенитного угла θ для выбранных глубин H под водой.

Полученные данные позволяют представить угловое распределение мюонов на заданной глубине в традиционной форме записи через $\cos^n \theta$. При этом значение n будет определяться как

$$n = \frac{J(H, 0)}{\int_0^1 J(H, \theta) d\cos\theta} - 1, \quad (6)$$

где интеграл в знаменателе с точностью до $2\mathcal{E}$ определяет глобальную интенсивность мюонов через сферу единичного сечения. На рис. 3б штрих-пунктирной кривой изображены значения n , найденные таким образом. При этом, однако, не учитывается роль флуктуаций в



Р и с. 3. а) Зависимость параметра ρ от глубины H и б) зависимость n от глубины H .

энергетических потерях мюонов. Характер изменения с глубиной параметра ρ , найденного согласно разработанным к настоящему времени методам, представлен на рис. 3а: ρ_1 - из кривой поглощения, рассчитанной методом Монте-Карло /6/, ρ_2 - из аналитического решения общего кинетического уравнения для прохождения потоков мюонов через вещество /8/. ρ определяется как отношение интенсивности на заданной глубине, вычисленной без учета флуктуаций, к интенсивности, полученной на той же глубине с учетом флуктуаций. Как видно, для пробегов до 2 км влияние флуктуаций не велико, а разница в методах их учета не существенна.

Однако, поскольку n является функцией от H и ρ , характер изменения ρ на больших глубинах заметно влияет на величину n при значительно меньших глубинах. На рис. 3б, зависимость для n , полученная с учетом ρ_1 , показана сплошной кривой. Пунктиром показано изменение n , полученное при таком же учете флуктуаций, но с более простой зависимостью от ρ , определяемой соотношением (5). Значения n , отмеченные кружками, определены из экспериментальных данных по измерению глобальной интенсивности мюонов в воде /6/. Удовлетворительное согласие экспериментальных данных с расчетными вполне может быть принято как свидетельство правомерности применения соотношения (5) для глубин ≥ 2 км и подтверждает, что мюоны этого диапазона энергий (до $\sim 1,5$ Тэв) генерируются в основном от пионов.

Полученную зависимость $n(H)$ для воды можно представить в виде: $n(H) = 1,80 + 0,52H$, где H - в км воды. Такая зависимость аппроксимирует с точностью около 3-4% все экспериментальные и расчетные данные вплоть до глубин ~ 6 км.

Для сравнения на том же рисунке нанесены значения n , определенные для грунта Колар Голд Филд /7/. Соответствующая аппроксимация для глубин $\geq 0,5$ км, исходя только из экспериментальных данных, в этом случае может быть представлена в виде $n(H) = 1,75 + 0,78 H$, где H - в км в.э.

Поступила в редакцию
14 января 1972 г.

Л и т е р а т у р а

1. M. G. K. Menon, P. V. R. Murthy. Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics. vol. IX, 1967.
2. Л. Н. Давитаев, Ю. А. Трубкин, В. М. Федоров. КСФ, № I, 45 (1970).
3. Л. В. Волкова. Препринт ФИАН № 72, 1969 г.
4. Г. Т. Зацепин, В. А. Кузьмин. ЖЭТФ, 39, 1677 (1960); K. Maeda. Journ. Geophys. Res., 69, 1725 (1964).
5. J. L. Osborne, A. W. Wolfendale, N. S. Palmer. Proc. Phys. Soc., 84, 911 (1964).

6. Ю. Н. Вавилов, Л. Н. Давитаев, Ю. А. Трубкин, В. М. Федоров.
Изв. АН СССР, сер. физ., 34, 1978 (1970).
7. S. Miyake, V. S. Narasimham, P. V. Murthy. Nuovo Cimento,
32, 1505 (1964).
8. Г. Т. Зацепин, Е. Д. Михальчи. Изв. АН СССР, сер. физ., 30,
1679 (1966).