

ОБ ОДНОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА "МУШИНЫЙ ГЛАЗ"

А. Д. Ерлыкин

Показано, что малая глубина максимума развития ШАЛ, полученная в эксперименте "Мушинный газ", не может быть объяснена ростом доли барионов среди вторичных частиц при увеличении энергии столкновения. Меньший парциальный коэффициент неупругости K_γ у нуклонов приводит к замедлению передачи энергии ядерного каскада в электромагнитную компоненту и соответственно увеличивает глубину максимума развития ШАЛ.

В /1/ опубликованы первые результаты модернизированной установки "Мушинный глаз", полученные после ее дополнения вторым "глазом". Сравнение этих данных с расчетами выявило ряд сложностей в их интерпретации. Экспериментально определенная средняя глубина максимума развития ШАЛ $\langle x_{\max} \rangle$ оказалась равной $690 \pm 3 \pm 20$ г/см², а ширина распределения по этим глубинам $\sigma_{x_{\max}} = 85 \pm 2$ г/см². Теоретические расчеты /2/ предсказывали значительно большие средние глубины для ливней от первичных протонов $\langle x_{\max}^p \rangle = 803 \pm 2$ г/см² и очень близкие к эксперименту величины для ливней от первичных ядер железа $\langle x_{\max}^{\text{Fe}} \rangle = 705 \pm 3$ г/см². Таким образом, можно было бы думать, что первичное излучение при этих энергиях $E_0 \sim 3 \cdot 10^{17}$ эВ почти целиком состоит из ядер железа. Однако приведенная выше экспериментальная ширина распределения $\sigma_{x_{\max}}$ существенно больше предсказываемой теоретически для ливней от ядер железа $\sigma_{x_{\max}}^{\text{Fe}} = 66 \pm 2$ г/см² и, наоборот, ближе к величине, предсказанной для ливней от протонов, $\sigma_{x_{\max}}^p = 80 \pm 1$ г/см².

Вскоре после опубликования этих результатов появились и первые попытки их интерпретации. Одна из таких попыток была сделана в работе /3/. В ней высказывалась мысль, что кажущееся противоречие между расчетами и экспериментом может быть в значительной степени снято, если предположить быстрое повышение доли барионов среди вторичных частиц при увеличении энергии столкновения. Так как нуклоны и антинуклоны, преобладающие среди этих барионов, имеют большее сечение взаимодействия по сравнению с мезонами, то, по мнению авторов, широкий атмосферный ливень будет развиваться быстрее. Средняя глубина максимума его развития даже для ливней от первичных протонов уменьшится, приблизившись к экспериментальной. Так как остальные характеристики взаимодействия, в том числе и множественность, остаются неизменными, то флуктуации развития ШАЛ должны остаться прежними, то есть достаточно большими (~ 80 г/см²).

Аргументация авторов /3/ представляется сомнительной. Дело в том, что продольное развитие широкого атмосферного ливня в основном определяется скоростью потерь энергии ядерным каскадом в атмосфере и перекачкой его энергии в электромагнитную компоненту. Увеличение доли нуклонов среди вторичных частиц должно повысить частоту взаимодействий в верхней половине атмосферы. Однако скорость перекачки энергии в электромагнитную компоненту при этом отнюдь не увеличится, так как есть компенсирующий фактор — меньший парциальный коэффициент неупругости K_γ у нуклонов. Если пионы в среднем передают в электромагнитную компоненту $\sim 0,3$ своей энергии при столкновении, то нуклоны передают $< 0,2$, то есть в 1,5 раза меньше. Это может привести к полной компенсации эффекта увеличения сечения или даже к обратному эффекту — увеличению средней глубины максимума ШАЛ.

Чтобы проверить это сомнение, были проведены простые расчеты. Дифференциальные уравнения для потоков энергии нуклонной S_n , пионной S_π и электромагнитной $S_{e\gamma}$ компонент в каскаде, генерированном первичным нуклоном с энергией E_0 , записывались в виде /4/:

$$\begin{aligned} \frac{dS_n}{dx} &= -\frac{S_n}{L_n}, & \frac{dS_\pi}{dx} &= -\frac{S_\pi}{L_\pi} + \frac{2}{3} \frac{S_n}{L_n}, \\ \frac{dS_{e\gamma}}{dx} &= \frac{S_\pi}{L_\pi} + \frac{1}{3} \frac{S_n}{L_n}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь x — глубина атмосферы; L_n и L_π — длины поглощения нуклонной и пионной компонент, равные соответственно $L_n = \lambda_n / K$, $L_\pi = \lambda_\pi / K_\gamma^\pi$, где λ_n , λ_π — средние пробеги для взаимодействия нуклонов и пионов, K — полный коэффициент неупругости протонов, K_γ^π — парциальный коэффициент неупругости пионов для передачи энергии в электромагнитную компоненту. При составлении этих уравнений предполагалось, что нуклоны при взаимодействии сохраняют долю $(1 - K)$ своей исходной энергии, передавая долю $(2/3)K$ пионам и $(1/3)K$ — в электромагнитную компоненту. Пионы при взаимодействии передают долю K_γ^π в электромагнитную компоненту, сохраняя остальную энергию. При граничных условиях $S_n(0) = E_0$, $S_\pi(0) = S_{e\gamma}(0) = 0$ решения этих уравнений имеют простой вид:

$$\begin{aligned} S_n(x) &= E_0 \exp(-x/L_n), & S_\pi(x) &= \frac{2}{3} \frac{E_0 L_\pi}{L_\pi - L_n} [\exp(-x/L_\pi) - \exp(-x/L_n)], \\ S_{e\gamma}(x) &= \frac{E_0}{3} [1 - \exp(-x/L_n)] + \frac{2E_0}{3} \left[1 - \frac{L_\pi}{L_\pi - L_n} \exp(-x/L_\pi) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{L_n}{L_\pi - L_n} \exp(-x/L_n) \right]. \end{aligned} \quad (2)$$

Легко убедиться, что $S_n + S_\pi + S_{e\gamma} = E_0$ для любой глубины x .

Для расчета каскадной кривой использовалось выражение

$$N_e(E_0, x) = E_0^{-1} \int_0^{x_0} \frac{dE}{dx} (x) N_e(x_0 - x) dx = \quad (3)$$

$$= \int_0^{x_0} \left\{ \frac{1}{3L_n} \exp(-x/L_n) + \frac{2}{3(L_\pi - L_n)} [\exp(-x/L_\pi) - \exp(-x/L_n)] \right\} N_e(x_0 - x) dx.$$

$N_e(x)$ аппроксимировалось выражением /5/:

$$N_e(t) = \frac{0,31}{\sqrt{\ln(E/\beta)}} \cdot \exp \left\{ t \left[1 - 1,5 \ln \frac{3t}{t + 2 \ln(E/\beta)} \right] \right\}, \quad (4)$$

где $t = x/t_0$, t_0 и β — радиационная единица длины и критическая энергия в атмосфере.

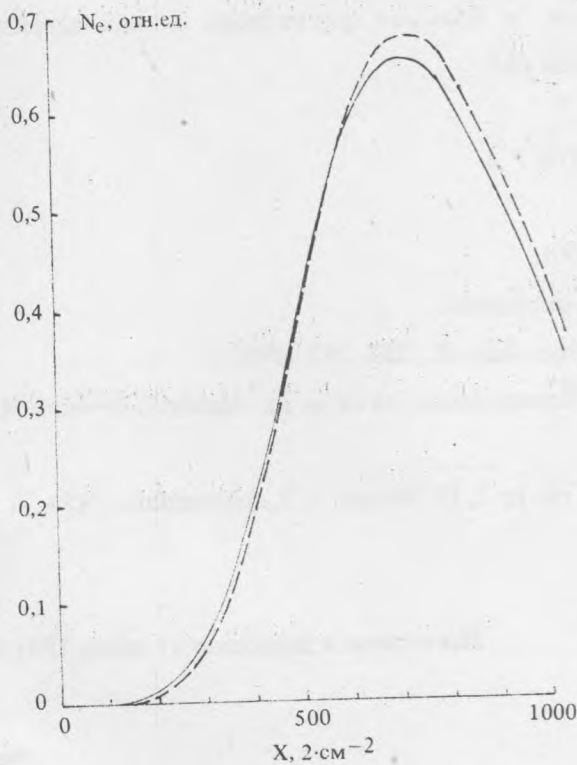


Рис. 1. Развитие электронно-ядерного каскада в атмосфере:
 — коэффициент неупругости нуклонов $K = 0,6$,
 - - - $K = 0,45$ (25% вторичных пионов заменены на нуклоны).

Расчет основной каскадной кривой был сделан при следующих значениях параметров: $E = 10^5$ ГэВ, $t_0 = 37,1$ г/см², $\beta = 0,081$ ГэВ, $\lambda_n = 70$ г/см² — в соответствии с измерениями /1/, $\lambda_\pi = 95$ г/см², $K = 0,6$ и $K_\pi = 0,33$. Эта кривая показана на рис. 1 и обозначена "K = 0,6". Видно, что

средняя глубина максимума $\langle x_{\max} \rangle$ составляет величину 705 г/см^2 .

Когда четверть всех вторичных частиц в нуклонных взаимодействиях составляют нуклоны, в пионы и электромагнитную компоненту передается на 25% меньше энергии, то есть $K = 0,45$. Нуклоны сохраняют соответственно большую долю, равную 0,55. Рассчитанная с этим параметром каскадная кривая на рис. 1 обозначена " $K = 0,45$." Видно, что, несмотря на большую роль нуклонов в развитии каскада, максимум у каскадной кривой сместился в сторону больших глубин и соответствует $\langle x_{\max} \rangle = 715 \text{ г/см}^2$.

Проведенные расчеты не претендуют на роль детального количественного исследования. Они предназначены для того, чтобы полуколичественно показать, что влияние меньшего полного и соответственно парциального коэффициента неупругости K_{γ} у нуклонов не только компенсирует влияние большего сечения, но и приводит к смещению средней глубины максимума развития ливней в глубь атмосферы. Таким образом, для объяснения наблюдаемого в эксперименте "Мушиный глаз" противоречия с расчетами надо искать другую причину. Мне представляется, что наиболее вероятно найти такое объяснение, предположив при энергии $\sim 3 \cdot 10^{17}$ эВ смешанный, но более тяжелый состав по сравнению с нормальным, и большие флуктуации в ядро-ядерных взаимодействиях, в соответствии с результатами работы /6/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Cassidy G. L. et al. *Astroph. J.*, **356**, 669 (1990).
2. Gaisser T. K., Stanev T. *Astroph. J.* (to be published).
3. Ellis J., Karliner M., Schramm D. N. *Phys. Lett. B.*, **252**, 282 (1990).
4. Мурзин В. С., Сарычева Л. И. *Космические лучи и их взаимодействие*, М., Атомиздат, 1968.
5. Greisen K. in: *Progress in Cosmic Ray Physics*, ed. by J. G. Wilson. v. 3, Amsterdam, 1956.
6. Данилова Т. В. и др. *ЯФ*, **54**, 137 (1991).

Поступила в редакцию 17 июня 1991 г.