

Н. Л. ГРИГОРОВ

**О МЕХАНИЗМЕ СТОЛКНОВЕНИЯ НУКЛОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ  
С ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ**

(Представлено академиком Д. В. Скобелевым 14 XII 1953)

Изучение генерации в атмосфере электронно-фотонной компоненты <sup>(1)</sup> и образования ядерных расщеплений на разных геомагнитных широтах позволило нам сделать вывод <sup>(2)</sup> о том, что при столкновении с легким ядром нуклон высокой энергии в среднем теряет (на генерацию  $\pi$ -мезонов и образование «малознергичных» нуклонов) около 30% своей энергии; 70% остающейся энергии, как правило, уносит один нуклон.

В настоящей заметке мы приводим результаты расчета прохождения нуклонной компоненты космических лучей через атмосферу. Аналогичные расчеты выполнялись разными авторами <sup>(3-5)</sup>. Отличие наших расчетов заключается в том, что в их основу положены приведенные выше экспериментальные данные.

Предполагается, что: 1) нуклоны с энергией  $E > 1,5 \cdot 10^9$  эв при столкновении с легким ядром теряют, в среднем, 30% своей энергии; 2) остающаяся энергия уносится одним нуклоном, этот нуклон с равной вероятностью может быть протоном или нейтроном.

Каскадные уравнения для нуклонов могут быть записаны так:

$$\begin{aligned} \frac{\partial P(x, E)}{\partial x} = & -\frac{\sigma_1(E)}{\sigma_0} P(x, E) + \beta(E) \frac{\partial P}{\partial E} + \int_E^\infty P(x, E') \frac{\sigma_1(E')}{\sigma_0} W_1(E, E') dE' + \\ & + \int_E^\infty N(x, E') \frac{\sigma_2(E')}{\sigma_0} W_2(E, E') dE', \\ \frac{\partial N(x, E)}{\partial x} = & -\frac{\sigma_2(E)}{\sigma_0} N(x, E) + \int_E^\infty P(x, E') \frac{\sigma_1(E')}{\sigma_0} W_3(E, E') dE' + \\ & + \int_E^\infty N(x, E') \frac{\sigma_2(E')}{\sigma_0} W_4(E, E') dE', \end{aligned} \quad (1)$$

где  $P(x, E)$  и  $N(x, E)$  — соответственно, число протонов и нейтронов с энергией  $E$  на глубине атмосферы  $x$  г/см<sup>2</sup> ( $x$  измеряется в пробегах для ядерного взаимодействия). Если известны функции  $W_1, W_2, W_3$  и  $W_4$ , определяющие генерацию частицей с энергией  $E'$  вторичных частиц с энергией  $E$ , то уравнения (1) могут быть решены в общем виде. Будем искать решение в виде ряда

$$P(x, E) = e^{-x} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{x^n}{n!} \Phi_n(E); \quad N(x, E) = e^{-x} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{x^n}{n!} F_n(E).$$

При этом для  $\Phi_n$  и  $F_n$  получаем рекуррентные формулы, подставив ряды  $P(x, E)$  и  $N(x, E)$  в исходные уравнения (1):

$$\Phi_{n+1}(E) = \left(1 - \frac{\sigma_1}{\sigma_0}\right) \Phi_n(E) + \beta \frac{d\Phi_n}{dE} + \int_E^\infty \Phi_n \frac{\sigma_1}{\sigma_0} W_1 dE' + \int_E^\infty F_n \frac{\sigma_2}{\sigma_0} W_2 dE', \quad (2)$$

$$F_{n+1}(E) = \left(1 - \frac{\sigma_2}{\sigma_0}\right) F_n(E) + \int_E^\infty \Phi_n \frac{\sigma_1}{\sigma_0} W_3 dE' + \int_E^\infty F_n \frac{\sigma_2}{\sigma_0} W_4 dE',$$

причем  $\Phi_0(E) \equiv \bar{P}(0, E)$ ;  $F_0 \equiv N(0, E)$ .

При энергии нуклонов  $E > 10^9$  эв в уравнениях (1) можно: 1) пренебречь ионизационными потерями протонов; 2) считать  $\sigma_1(E) = \sigma_2(E) = \sigma_0$  (геометрическое сечение ядра); и, повидимому, 3) считать  $W_1 = W_2 = W_3 = W_4 = W(E, E')$ .

При этих условиях из анализа общих решений (2) следует, что объяснение данных (15) о сохранении степенного вида спектра протонов на больших глубинах может быть получено, если  $W(E, E') dE' =$

$$= W\left(\frac{E}{E'}\right) \frac{dE'}{E'} = W(u) \frac{du}{u} \quad \text{где} \\ u = \frac{E}{E'}.$$

Поэтому мы провели расчет в рамках сделанных выше предположений для двух классов функций  $W(u)$ :

$$1) \alpha = \int_0^1 u W(u) du = 1/3;$$

$$W(u) = 2u; \quad W(u) = 20u^3(1-u);$$

$$W(u) = \delta(2/3 - u);$$

$$2) \alpha = \int_0^1 u W(u) du = 1/2;$$

$$W(u) = 1; \quad W(u) = 6u(1-u);$$

$$W(u) = \delta(1/2 - u).$$

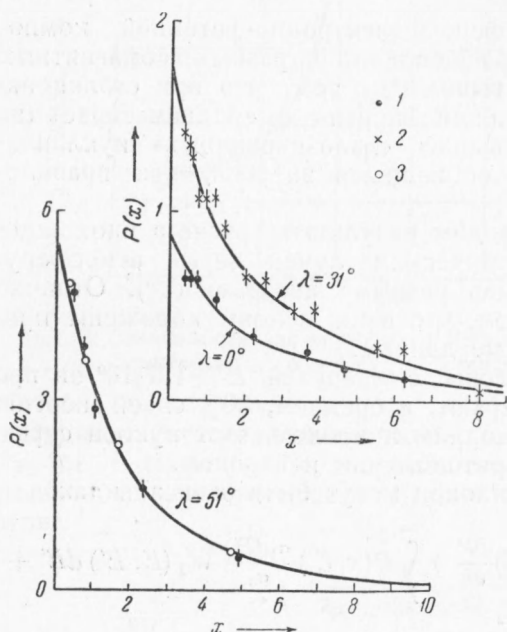


Рис. 1. Зависимость от глубины атмосферы  $x$  интенсивности потока протонов  $P(x)$  с энергией  $E > 3 \cdot 10^9$  эв (для геомагнитных широт  $31$  и  $51^\circ$ ) и  $E > 3,5 \cdot 10^9$  эв (для широты  $0^\circ$ ). Сплошные кривые — результат расчета; экспериментальные точки — результат измерения числа электронно-ядерных ливней на разных широтах, точки нормированы к соответствующим кривым. 1, 2 — данные А. Н. Чарахчяна (8); 3 — данные К. И. Алексеевой (9)

При  $W(E, E') dE' = W\left(\frac{E}{E'}\right) \frac{dE'}{E'}$  уравнения (1) решались нами методом, развитым в электромагнитной каскадной теории для моноэнергичных первичных частиц, и затем решение усреднялось по реальному спектру (6).

Результаты расчетов показали, что высотный ход нуклонной компоненты на больших глубинах атмосферы крайне слабо зависит от вида функции  $W(u)$ , но очень чувствителен к величине  $\alpha$ .

Так, при  $\alpha = 0,5$  для глобального потока протонов с  $E > 3 \cdot 10^9$  эв в интервале глубин атмосферы 600—1000 г/см<sup>2</sup> пробег для поглощения оказался равным  $\lambda_{\text{погл}} \cong 85$  г/см<sup>2</sup>, в то время как эксперименты (7) дают величину  $\lambda_{\text{погл}} = 118$  г/см<sup>2</sup>. Если  $\alpha = 0,5$  и в результате столкновения образуется более одного высокоэнергичного нуклона,  $\lambda_{\text{погл}}$  будет меньше 85 г/см<sup>2</sup>. Этим исключается возможность средней потери нуклоном в акте столкновения 50% своей энергии.

Результаты наших расчетов и экспериментальные данные (8, 9) о высотном ходе электронно-ядерных ливней приведены на рис. 1. Для каждой широты одна из экспериментальных точек нормирована к соответствующей кривой.

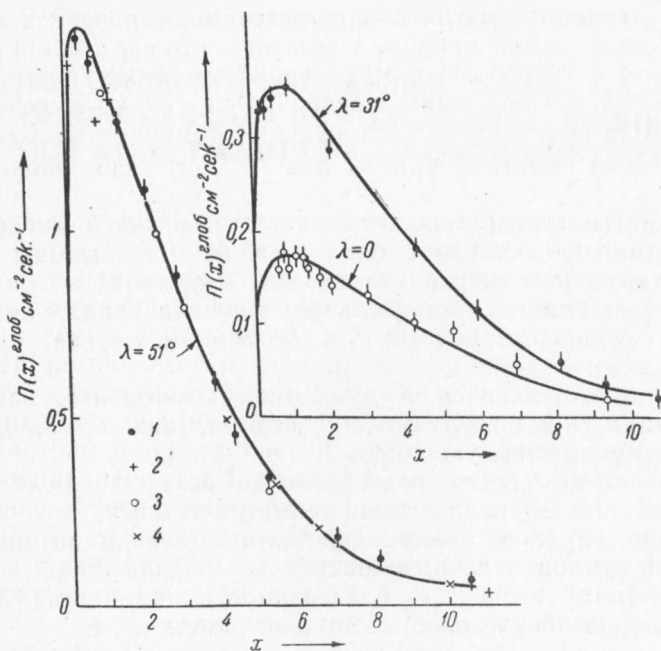


Рис. 2. Зависимость от глубины атмосферы  $x$  интенсивности глобального потока звездо-генерирующей компоненты  $P^{\text{глоб}}(x)$  на разных геомагнитных широтах. Сплошные кривые — расчетные; экспериментальные точки — данные разных авторов, нормированные к соответствующим кривым. Для широт 0 и  $31^\circ$  точки взяты из работы (2); для широты  $51^\circ$  точки взяты: 1 — из (2), 2 — из (12), 3 — из (13), 4 — из (14)

Кроме этого был рассчитан глобальный поток протонов и нейтронов разных энергий для глубин 60 и 700 г/см<sup>2</sup> и сопоставлен с числом протонных и нейтронных «звезд» на соответствующих глубинах (10, 11). Результаты расчета дали хорошее согласие с экспериментальными данными о числе «звезд» с разным числом  $n_s$ .

Таким образом расчет, основанный на сделанных предположениях, хорошо согласуется с экспериментальными данными о высотной зависимости протонов и нейтронов разных энергий в большом диапазоне глубин атмосферы и на различных геомагнитных широтах.

Зная потоки нуклонов с  $E > 1,5 \cdot 10^9$  эв, мы рассчитали поток «малоэнергичных» нейтронов, способных генерировать «звезды» без ливневых частиц ( $\pi$ -мезонов). В основу этого расчета положены следующие предположения: 1) «малоэнергичные» нейтроны имеют средний пробег для поглощения в воздухе 120 г/см<sup>2</sup>; 2) в акте столкновения ядерно-активного нуклона с ядром атома азота или кислорода генерируется в среднем  $k$  «малоэнергичных» ней-

тронов, причем эти нейтроны сохраняют направление движения генерирующей частицы. Мы выбрали величину  $k$  так, чтобы получить отношение потока всех нейтронов к потоку протонов на глубине атмосферы  $15 \text{ г/см}^2$  равным отношению числа нейтронных «звезд» к протонным (<sup>12</sup>). При этом оказалось, что нужно взять  $k=1,3$  для интервала геомагнитных широт  $0-51^\circ$  и  $k=1,0$  для широты  $0^\circ$ . При таких значениях  $k$  были вычислены глобальные потоки звездогенерирующей компоненты  $\Gamma^{\text{глоб}}(x)$  для широт  $51, 31$  и  $0^\circ$  и сопоставлены с имеющимися экспериментальными данными о высотной зависимости «толчков» и «звезд» на указанных широтах (см. рис. 2). При этом экспериментальные данные по «толчкам» (<sup>2</sup>), относящиеся к данной геомагнитной широте, нормировались к соответствующей теоретической кривой. Оказалось, что все три нормировочных коэффициента с точностью в 10% совпадают между собой. Из этого следует, что расчет описывает правильно не только высотный ход, но и широтный эффект звездогенерирующей компоненты. Следует отметить, что форма высотной кривой для  $\Gamma^{10^3}(x)$  слабо зависит от величины  $k$ .

Таким образом, согласие результатов расчетов с экспериментальными данными подтверждает сделанные нами (<sup>2</sup>) выводы о том, что:

1. Средняя доля энергии, теряемая нуклоном высокой энергии (в диапазоне от 2 до  $\sim 100$  млрд. эв) при столкновении с легким ядром (N или O), составляет около 30% и, во всяком случае, существенно меньше 50%.

2. Энергия, остающаяся в нуклонной компоненте, как правило, уносится одним нуклоном. Нуклон отдачи, как правило, получает энергию, не превышающую  $10^9$  эв.

Следует отметить, что если сечение неупругого столкновения нуклонов высокой энергии равно геометрическому, то при столкновении нуклон — нуклон следует ожидать среднюю потерю энергии (на мезоны и нуклон отдачи) существенно меньше 30%.

В заключение выражаю благодарность чл.-корр. АН СССР С. Н. Вернову за обсуждение настоящей заметки.

Московский государственный  
университет  
им. М. В. Ломоносова

Поступило  
23 VII 1953

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> С. И. Бриккер, Н. Л. Григоров, И. В. Рыбин, Ф. Д. Савин, ДАН, 86, 1089 (1952). <sup>2</sup> Н. Л. Григоров, В. С. Мурзин, Изв. АН СССР, сер. физ., 17, 21 (1953). <sup>3</sup> Г. Т. Зацепин, ЖЭТФ, 1, 1104 (1949). <sup>4</sup> W. Heitler, L. Japossi, Proc. Phys. Soc., 62, 669 (1949). <sup>5</sup> H. Messel, D. M. Ritson, *ibid.*, 63, 1359 (1950); H. Messel, *ibid.*, 64, 726 (1951). <sup>6</sup> H. V. Neher, Progress in Cosmic Ray Physics, 1952. <sup>7</sup> J. Tinlot, Phys. Rev., 74, 1197 (1948). <sup>8</sup> С. Н. Вернов, А. М. Куликов, А. Н. Чарахчьян, Изв. АН СССР, сер. физ., 17, 13 (1953); А. Н. Чарахчьян. Автореферат диссертации Исследование высотной зависимости числа электронно-ядерных ливней и интенсивности проникающих частиц космических лучей в стратосфере на различных геомагнитных широтах, 1952. <sup>9</sup> К. И. Алексеева, С. Н. Вернов, Р. М. Осокина, ДАН, 80, 725 (1951). <sup>10</sup> V. Camerini et al., Phil. Mag., 42, 1241 (1951). <sup>11</sup> К. Ф. Поуэлл, У. Камерини и др., Усп. физ. наук, 40, 76 (1950). <sup>12</sup> J. J. Lord, Phys. Rev., 81, 601 (1951). <sup>13</sup> T. Coor, *ibid.*, 82, 478 (1951). <sup>14</sup> H. S. Bridge, B. Rossi, *ibid.*, 71, 379 (1947). <sup>15</sup> M. G. Mylroie, J. G. Wilson, Proc. Phys. Soc., 64 A, 404 (1951); R. V. Adams, C. D. Anderson et al., Rev. Mod. Phys., 20, 23 (1948).