

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 537.591

К ВОПРОСУ О ВИДЕ СПЕКТРА ПРОТОНОВ
КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ВЫШЕ 1 ТЭВН. Л. Григоров
(НИИЯФ)

Показано, что причиной различия выводов, которые были сделаны разными группами исследователей из результатов экспериментов на ИСЗ «Космос-1713» о виде спектра протонов в области энергий выше 5 ТэВ, является включение одной из групп в статистику частиц, не удовлетворяющих критериям отбора протонов. При соблюдении критериев отбора показатель интегрального спектра протонов в области $E \gg \leq 5$ ТэВ при методах обработки, примененных разными группами, становится равным $2,0 \pm 0,18$.

Введение

Впервые непосредственные измерения энергетического спектра частиц космических лучей в области высоких и сверхвысоких энергий были проведены по инициативе акад. С. Н. Вернова сотрудниками НИИЯФ МГУ в 1965—1968 гг. на ИСЗ «Протон-1, 2, 3, 4». В этих экспериментах был измерен спектр всех частиц в интервале их энергий $\sim 2 \cdot 10^{10} - 2 \cdot 10^{15}$ эВ и спектр протонов в области энергий $\sim 10^{10} - 2 \cdot 10^{13}$ эВ [1]. Результаты измерения спектра протонов были аппроксимированы функцией

$$J_p(E) = 7,2 \cdot 10^{-6} E^{-1,62} [1 + (E/1,5)^2]^{-a} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}, \quad (1)$$

где E выражено в ТэВ, а величина $a = 0,35 \div 0,25$.

Из (1) видно, что показатель степени интегрального спектра протонов в областях энергий $E < 1$ ТэВ и $E > 1$ ТэВ различается на 0,5—0,7. В том же эксперименте [1] было получено, что интегральный спектр всех ядер во всем интервале энергий от $\sim 10^{10}$ до 10^{15} эВ описывается одним и тем же показателем $\gamma - 1 = 1,6$.

Такое существенное различие в спектрах протонов и ядер с $Z > 1$ резко не согласуется с господствующим представлением о механизме ускорения частиц космических лучей до высоких энергий, и это вызвало сомнения в достоверности результатов [1]. Требовались новые эксперименты с более совершенной аппаратурой. Однако оказалось, что измерения спектра протонов в области высоких энергий с помощью электронной аппаратуры — задача в экспериментальном отношении весьма непростая. На пути ее решения возникают сложности технические и методические.

Сложности технические. Поток протонов в области $E > > 1$ ТэВ мал. Поэтому аппаратура должна быть большой площади, с массой в несколько тонн, а измерения для получения необходимой статистической точности должны вестись в течение многих сотен часов. Следовательно, для измерений требуются тяжелые искусственные спутники Земли.

Сложности методические. Для измерения энергии частиц в области выше ~ 1 ТэВ применяют либо толстый, либо тонкий ионизационный калориметр (ИК). В любом случае из него вверх летят вторичные частицы — частицы обратного тока. Попадая в детекторы

заряда, они изменяют амплитуду сигнала от первичной частицы. Если первичной частицей является протон ($Z=1$), то искажение сигнала частицей обратного тока может быть столь велико, что измеренный заряд будет больше 1 и протон будет отнесен к ядру с $Z>1$. С ростом энергии протона растет число частиц обратного тока, т. е. растет вероятность перевода протонов в разряд более тяжелых ядер. Иными словами, если детекторы заряда чувствительны к частицам обратного тока, то эффект обратного тока может приводить к методическому укрупнению спектра протонов. Для борьбы с влиянием обратного тока необходимо визуализировать процесс регистрации частиц. Однако это значительно усложняет аппаратуру.

По-видимому, этими сложностями можно объяснить тот факт, что за 25 лет, прошедших с появления публикации [1], не появилось работ ни за рубежом, ни у нас в стране, в которых была бы предпринята попытка с помощью электронной аппаратуры измерить спектр протонов в области энергий выше 1 ТэВ. В то же время за рубежом в этой области энергий было выполнено много баллонных экспериментов, в которых измерялись спектры ядер с $Z>3$.

К концу 1979 г. в отделе космических лучей НИИЯФ МГУ была завершена разработка принципов построения прибора, в котором визуализировался процесс регистрации каждой частицы в области энергий выше 1 ТэВ и использовались детекторы заряда, малочувствительные к обратному току, для измерения заряда легких ядер (протонов, ядер гелия и др.). В начале 1980 г. под общим руководством акад. С. Н. Вернова началось создание прибора «Сокол», основанного на разработанных принципах [2]. Одной из важных особенностей прибора «Сокол» было то, что, несмотря на содержание 95 датчиков, амплитуды сигналов от которых измерялись с помощью 200 амплитудных анализаторов, прибор потреблял всего 13 Вт. Малое энергопотребление позволило использовать его на ИСЗ серии «Космос», в котором на всю научную аппаратуру выделялось 15 Вт.

Эксперименты с прибором «Сокол» преследовали две основные цели:

- а) отработку аппаратуры с высоким зарядовым разрешением в области $Z=1, 2$ для изучения спектров протонов, ядер гелия и других более тяжелых ядер без искажения спектров обратным током частиц;
- б) измерение спектров протонов, ядер гелия и др. в области энергий выше 1 ТэВ с точностью, лимитируемой статистикой (планировалась продолжительность измерений около 25 сут).

При положительных результатах по пункту «а» открывалась перспектива разработки многотонной аппаратуры для решения кардинальной проблемы физики космических лучей: изучение их химического состава вплоть до энергий 10^{15} эВ путем непосредственных измерений на тяжелых ИСЗ.

Первый эксперимент с прибором «Сокол» был проведен на ИСЗ «Космос-1543». Он подтвердил правильность основных принципов, заложенных в прибор, и выявил необходимость некоторых доработок не принципиального характера. Эти доработки были выполнены в приборе «Сокол-2», использованном на ИСЗ «Космос-1713» [3].

Результаты эксперимента с прибором «Сокол-2» обрабатывались двумя группами: автором настоящей заметки (результаты опубликованы в [3]) и группой под руководством И. П. Иваненко и В. Я. Шестоперова (результаты опубликованы в [4]).

Исходным материалом в обеих группах были одни и те же таблицы, выданные ЭВМ. В них содержалась полная информация о каждой

зарегистрированной частице: ее энергия; заряд, измеренный детектором, нечувствительным к обратному току (Z_1), и детектором, чувствительным к нему (Z_2); координаты первичной частицы в детекторах заряда и многое другое [3]. Основная часть первичной информации опубликована в [5] и, пользуясь ею, можно воспроизвести обработку, проведенную в [3] и [4].

Несмотря на тождественность первичного материала в обеих группах, заключения о результатах эксперимента у них оказались противоположными. Так, в работе [3] утверждается, что эксперимент с прибором «Сокол-2» подтвердил вид протонного спектра (1) и в области $E \geq 5$ ТэВ показатель интегрального спектра $\gamma_p - 1 = 2,11 \pm 0,15$, а в работе [4] утверждается, что в области $E \geq 5$ ТэВ $\gamma_p - 1 = 1,77 \pm 0,19$ и вплоть до $E = 10$ ТэВ показатель спектра протонов остается таким же, как в области $E < 1$ ТэВ.

Причины такого расхождения в выводах до настоящего времени научной общественности неизвестны и могут приписываться несовершенству аппаратуры. Такое положение не только обесценивает результат весьма дорогого эксперимента, но и неверно ориентирует направление развития экспериментальной техники изучения прямыми методами частиц космических лучей высокой энергии.

В связи с тем что за последние два года были опубликованы достаточно полные таблицы первичных данных [5] и вспомогательные материалы [4], появилась возможность выяснить причины расхождения в выводах работ [3] и [4] и ликвидировать тем самым неопределенность, которая существует в оценке результатов проведенных экспериментов.

Исходные экспериментальные данные

Из набора первичных данных протоны отбирались по следующим критериям, общим для работ [3] и [4].

1. Заряд первичной частицы Z_1 , измеренный детектором ДЗ-1, должен лежать в интервале величин $0,7 \leq Z_1 \leq 1,5$.

2. Величина сигнала в счетчике ДЗ-2, через который проходит продолжение лавины из ИК (направление ее принимается за направление первичной частицы), выраженная в величинах заряда Z_2 , должна удовлетворять условию $Z_2 < 4$.

3. Для построения энергетических спектров использованы события с взаимодействием не ниже 3-го ряда ИК (дополнительное требование, введенное в работе [4]).

В работе [3] использовались все частицы, удовлетворяющие требованиям 1 и 2 вне зависимости от места первого взаимодействия протона.

Наиболее вероятно, что причина различия в величинах γ_p связана с выбором протонов из таблиц первичных данных. Поэтому мы поступим следующим образом. Воспроизведем протонный спектр в табличной форме, как было приведено в работе [4] (табл. 1). Затем, поль-

Таблица 1

E , ТэВ	2,0—3,2	3,2—5,0	5,0—7,9	7,9—13	13—20	20—32	32—50	50—79
N	162	77	46	21	11	3	2	1

Примечание. Начало лавин в 1—3-м рядах ИК.

зуюсь критериями отбора, сформулированными в [4], отберем из таблиц первичных данных [5] протоны. Получим табл. 2.

Таблица 2

E , ТэВ	2,0—3,2	3,2—5,0	5,0—7,9	7,9—13	13—20	20—32	32—50	50—79
N	161	73	45	22	9	3	1	0

Примечание. Первое взаимодействие в 1—3-м рядах ИК.

Пользуясь критериями отбора протонов, принятыми в [3], из таблиц [5] отберем протоны в тех же энергетических интервалах, что и в табл. 1 и 2. Получим табл. 3.

Таблица 3

E , ТэВ	2,0—3,2	3,2—5,0	5,0—7,9	7,9—13	13—20	20—32	32—50	50—79
N	200	99	59	27	11	4	1	1

Примечание. Начало лавин в любом ряду ИК.

Сравнивая спектры, полученные из этих таблиц, выясним, из-за чего происходит искомое различие.

Прежде чем обсуждать различия в табл. 1 и 2, заметим следующее.

Если по данным табл. 1 построить интегральный спектр и методом наименьших квадратов определить показатель степени в области $E \gg 5$ ТэВ, то получим $\gamma_p - 1 = 1,80$. В работе [4] методом наибольшего правдоподобия из данных этой таблицы авторы получили $\gamma_p - 1 = \Sigma N / \Sigma \ln(E/5) = 1,77$, т. е. практически оба метода дают одинаковый результат.

Из табл. 2 и 3 в области $E > 5$ ТэВ методом наименьших квадратов получим соответственно $\gamma_p - 1 = 2,00$ и $1,96$, т. е. опять согласующиеся между собой результаты, но отличающиеся от результата, следующего из табл. 1.

Обсуждение результатов эксперимента

Приведенная выше информация показывает, что использование всех протонов (табл. 3) или протонов, испытавших первое взаимодействие в верхних трех рядах ИК, не влияет на величину γ_p . Следовательно, причина расхождения результатов работ [3] и [4] заключена в разнице в табл. 1 и 2 в области высоких энергий — выше 10 ТэВ. Рассмотрим, почему различаются данные табл. 1 и 2.

Начнем с энергетического интервала 13—20 ТэВ. В табл. 1 в этом интервале 11 частиц, а в табл. 2 их 9. Из табл. 3 видно, что всех протонов в этом интервале 11, причем два из них имеют первое взаимодействие и начало лавин *ниже* 3-го ряда поглотителя (это протоны 91/41 и 175/153; числитель дроби обозначает номер сброса информации, а знаменатель — кадр [5]). Из таблиц [5] увидим, что у первого протона $E = 17,2$ ТэВ и первое взаимодействие произошло в 4-м ряду ИК, у второго $E = 15,7$ ТэВ и первое взаимодействие произошло в 5-м ряду. Начала лавин у обоих протонов совпадают с рядом первого

взаимодействия. Поэтому они никак не должны оказаться в табл. 1 и 2. Следовательно, число 11 для протонов в табл. 1 в интервале энергий 13—20 является ошибочным: два из них, безусловно, не соответствуют критериям отбора, сформулированным в [4] (см. выше).

В энергетическом интервале 32—50 ТэВ, как видно из табл. 3, находится всего один протон, удовлетворяющий сформулированным выше критериям отбора (частица 81/164 с $E=45,6$ ТэВ). Поэтому включение двух частиц в этот энергетический интервал в табл. 1 означает, что в него добавлена какая-то частица, не удовлетворяющая критериям отбора.

Оценим вклад в γ_p лишних частиц в интервалах 13—20 и 32—50 ТэВ в табл. 1. Для этого воспользуемся методом наибольшего правдоподобия. В этом случае $\gamma_p - 1 = N_0 / \sum \ln(E/5) = 1,77$. Так как полное число частиц N_0 с $E \geq 5$ ТэВ в табл. 1 равно 84, то $\sum \ln(E/5) = 84 : 1,77 = 47,46$.

Энергия частиц в интервале 13—20 ТэВ нам неизвестна. Поэтому примем наименьшее значение их энергии равным 13 ТэВ, а в интервале 32—50 ТэВ примем, что это частица 96/60 с $E=33,5$ ТэВ. Суммарный вклад этих частиц с $\sum \ln(E/5)$ равен $2 \ln(13/5) + \ln(33,5/5) = 3,81$. Если исключить из табл. 1 эти три частицы, то полное число частиц станет равным $84 - 3 = 81$, а $\sum \ln(E/5) = 47,46 - 3,81 = 43,65$ и $\gamma_p - 1 = 81 : 43,65 = 1,86$.

Таким образом, три лишние частицы в табл. 1 из энергетических интервалов 13—20 и 32—50 ТэВ уменьшили показатель степени в спектре протонов на 0,09.

Теперь рассмотрим причину различия табл. 1 и 2 в энергетическом интервале 50—79 ТэВ.

Это различие связано с методом отбора протонов, принятым в работе [4]. Необходимо вести отбор протонов, испытавших первое взаимодействие не ниже 3-го ряда ИК (см. 3-й пункт критериев отбора). В этом случае, по определению авторов, данному в [6], первое взаимодействие относится к ближайшему по ходу частицы калориметрическому ряду, в котором регистрируется энерговыделение, превышающее некоторый принятый порог $\sim 10^{-2}$ от максимального энерговыделения в других рядах. По этому критерию в таблицах [5] в столбце «ряд» указан ряд первого взаимодействия.

В действительности в работе [4] отбор протонов велся не по ряду с первым взаимодействием, а, как указано в [6], началу лавины. При этом за начало лавины принимался первый по ходу частицы ряд в ИК, в котором энерговыделение было на уровне минимального детектируемого в ряду [6]. По этому критерию составлена табл. 1. Рассмотрим, к чему приводит такой отбор протонов.

Ряд с началом лавины не всегда совпадает с рядом, в котором произошло первое взаимодействие. Если первое взаимодействие произошло в k -м ряду, то из-за обратного тока частиц в $(k-1)$ -м ряду может возникнуть сигнал, превышающий минимально регистрируемый. В этом случае начало лавины будет отнесено к $(k-1)$ -му ряду. Если обозначить $P(E)$ вероятность того, что из-за обратного тока в k -м ряду будет начало лавины от частицы, первое взаимодействие которой лежит ниже k -го ряда, то число лавин от частиц с энергией E , начало которых лежит в первых трех рядах ИК, может быть записано так:

$$N_{1-3} = N_{1-3}^{\text{int}} + P(E) N_{>3}^{\text{int}}, \quad (2)$$

где N^{int} — число лавин с первым взаимодействием в соответствующем числе рядов ИК.

Из (2) видно, что отбор протонов по началу лавин в ограниченном (малом) числе рядов зависит от энергии, так как с ростом E растет $P(E)$. Этот эффект будет принципиально всегда уменьшать показатель степени спектра протонов.

В самом деле, если число лавин с началом в 1—3-м рядах является степенной функцией от E типа $N_{1-3} = AE^{-1}$, то

$$\gamma = \frac{\ln [N_{1-3}(E_1)/N_{1-3}(E_2)]}{\ln (E_2/E_1)} = \frac{\ln [N_{1-3}^{\text{int}}(E_1)/N_{1-3}^{\text{int}}(E_2)]}{\ln (E_2/E_1)} + \frac{\ln [1 + \alpha P(E_1)]/[1 + \alpha P(E_2)]}{\ln (E_2/E_1)}, \quad (3)$$

где $\alpha = N_{>3}^{\text{int}}/N_{1-3}^{\text{int}} = \text{const}$, поскольку число взаимодействий в данном числе рядов ИК не зависит от E . Так как $\gamma_p = \ln [N_{1-3}^{\text{int}}(E_1)/N_{1-3}^{\text{int}}(E_2)]/\ln (E_2/E_1)$ и $P(E_2) > P(E_1)$, то выражение (3) можно переписать так:

$$\gamma = \gamma_p - \frac{\ln [1 + \alpha P(E_2)]/[1 + \alpha P(E_1)]}{\ln (E_2/E_1)}. \quad (4)$$

Из (4) видно, что $\gamma < \gamma_p$. Оценим степень уменьшения γ_p .

Из табл. 2 и 3 можно получить, что $\alpha = 0,3$. При $E = 2-4$ ТэВ $P = 0,02$. При $E > 10$ ТэВ $P \approx 0,25$. Из этих данных в интервале энергий 4—10 ТэВ получается $\gamma - \gamma_p = 0,08$.

Из-за того что в табл. 1 отбор частиц велся по началу лавин в 1—3-м рядах ИК, протон с $E = 68,5$ ТэВ был включен в статистику. Если бы отбор велся так, как указано в [4], т. е. по первому взаимодействию в 1—3-м рядах ИК, то этот протон следовало бы исключить, так как, согласно [6], первое взаимодействие он испытал в 4-м ряду. Его вклад в γ_p равен $\ln(E/5) = \ln(68,5/5) = 2,62$. Поэтому без этой частицы $\gamma_p - 1 = (81 - 1) : (43,65 - 2,62) = 1,95$, т. е. эта частица уменьшает γ_p на $1,95 - 1,86 = 0,09$.

Таким образом, можно резюмировать, что причины различия в показателях спектров протонов в области $E \geq 5$ ТэВ в работах [3] и [4] происходят по двум причинам.

1. В работе [4] среди частиц с $E > 10$ ТэВ оказались три, не соответствующие критериям отбора протонов, установленным самими авторами.

2. Критерий отбора по месту первого взаимодействия протона в ИК (не зависящий от энергии) был заменен критерием по началу лавины в ИК (принципиально зависящим от энергии). Такая замена принципиально уменьшает показатель степени в энергетическом спектре частиц.

Из проведенного рассмотрения видно, что из трех критериев отбора протонов третий (по характеру лавины в ИК) не является обязательным: величины γ_p спектров во 2-й и 3-й таблицах практически одинаковы.

Критерий первый естествен, так как он отбирает частицы по величине их заряда (у протона $Z=1$).

Необязательным является критерий 2: требование $Z_2 < 4$.

В работе [3] было показано, что при отборе частиц с $Z_1 < 1,5$, когда они проходят через ДЗ-1 не ближе 2 см от их края (т. е. отсутствуют краевые эффекты), практически у всех таких частиц $Z_2 < 3$. Иными словами, при таком, чисто геометрическом требовании можно отказаться от критерия 2, и в этом случае остается единственный и вполне естественный критерий отбора протонов — требование $Z_1 < 1,5$.

- [1] Akimov V. V. et al.//Proc. 11 ICRC. Budapest, 1969. OG-99; [2] Вернов С. Н. et al.//Proc. 17 ICRC. Paris, 1981. V. 8. P. 49. [3] Григоров Н. Л.//Ядерная физика. 1990. 51. С. 157; Григоров Н. Л.//Письма в ЖЭТФ. 1989. 49. С. 71. [4] Иваненко И. П., Шестомеров В. Я. и др. Препринт НИИЯФ МГУ 88-44/65. М., 1988; Иваненко И. П. и др.//Письма в ЖЭТФ. 1988. 48. С. 436. [5] Иваненко И. П., Шестомеров В. Я. и др. Препринт НИИЯФ МГУ 89-29/106. М., 1989. [6] Иваненко И. П., Шестомеров В. Я. и др. Препринт НИИЯФ МГУ 90-36/182. М., 1990.

Поступила в редакцию
02.04.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 3

УДК 539.172

АНАЛИЗ ДВАЖДЫ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ ФОТОЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ (γ, n) НА ЯДРАХ Au и Bi В ФОРМАЛИЗМЕ СТАТИСТИЧЕСКИХ МНОГОСТУПЕНЧАТЫХ КОМПАУНД-ПРОЦЕССОВ

Ф. А. Живописцев, В. А. Иванов, С. А. Абдель-Мунем *)

(кафедра общей ядерной физики)

В рамках модернизированной квантовой модели распада МГР с учетом спинов разработана программа расчета дважды дифференциального сечения эмиссии нейтронов из реакции (γ, n) при энергиях налетающих γ -квантов в области гигантского дипольного резонанса. Данная модель не содержит свободных параметров и не использует величины сечения обратной реакции при расчете спектра эмиссии нейтронов. Проведен расчет энергетических и угловых распределений фотонейтронов из Bi(γ, n) и Au(γ, n) реакций при энергиях тормозных γ -квантов $E_{\gamma \max} = 14,2; 14,9$ и 20 МэВ. Получено удовлетворительное согласие с имеющимися в литературе экспериментальными данными.

1. Введение

Теоретическое исследование энергетических спектров фотонуклонов в работах [1, 2] проводилось в рамках феноменологической экситонной модели без учета спинов, при этом использовалась ненаблюдаемая величина сечения обратной реакции на возбужденном ядре при расчете нуклонных распадных ширин на всех стадиях многоступенчатого процесса эмиссии, что некорректно для оценки неравновесной эмиссии. Роль экситонной модели в настоящее время сводится в основном к параметризации данных и может претендовать на описание небольших отклонений от равновесного спектра [3].

2. Расчетный формализм

В рамках квантовой модели распада мультипольного гигантского резонанса (МГР) в формализме статистических многоступенчатых компаунд-процессов (СМКП) [2, 4, 5] разработан модернизированный вариант модели и проведены расчеты угловых распределений и энергетических спектров фотонейтронов для ядер с $A \geq 100$ и энергий γ -квантов в области гигантского дипольного резонанса (ГДР) $\epsilon_\gamma \leq 30$ МэВ (тормозной спектр γ -квантов). Для тяжелых ядер испускание прото-

*) Ирак.