

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Самсоненко Н. Д. О распределении парамагнитных центров азота в некоторых алмазах типа I.— Физ. тв. тела, 1964, 6, № 10, с. 3086—3088.
2. Соболев Е. В., Боких Г. Б., Дворянкин В. Ф., Самсоненко Н. Д. О корреляции оптических и ЭПР-спектров природных алмазов типа I.— Ж. структ. химии, 1964, 5, № 5, с. 557—561.
3. Faulkner E. A., Whippey P. W., Newman R. C. Electron spin resonance in diamond coat.— *Phyl. Mag.*, 1965, 12, N 118, p. 413—414.
4. Bower H. J., Symons M. C. R. Electron spin resonance spectra associated with nitrogen in diamonds.— *Nature*, 1966, 210, N 5040, p. 1037—1038.
5. Smith W. V., Sorokin P. P., Gelles I. L., Lasher G. J. Electron spin resonance of nitrogen donors in diamond.— *Phys. Rev.*, 1959, 115, N 6, p. 1546—1552.
6. Smith M. J. A., Angel B. R. Some electron spin resonance properties of heat treated synthetic diamond.— *Phyl. Mag.* 1967, 15, N 136, p. 783—796.
7. Лазукин В. Н., Терентьевский А. Н. О возможном происхождении спектра электронного парамагнитного резонанса ионов азота в алмазе.— ДАН СССР, 1969, 187, № 5, с. 1032—1034.
8. Лазукин В. Н., Терентьевский А. Н. Экспериментальное наблюдение ионов $^{13}\text{C}^{4+}$, $^{29}\text{Si}^{4+}$, $^{77}\text{Se}^{4+}$, S^+ в решетке алмаза методом электронного парамагнитного резонанса.— ДАН СССР 1969, 188, № 5, с. 1026—1027.
9. W yckoff R. W. G. Crystal structures. Chapter II. p. 10 Interscience Publishers. N. Y., 1948.

Поступила в редакцию
05.09.78

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1980, т. 21, № 5

УДК 537.595

Ч. А. ТРЕТЬЯКОВА, В. Я. ШЕСТОПЕРОВ

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР АДРОНОВ НА УРОВНЕ МОРЯ

В настоящей работе проводится анализ экспериментальных энергетических спектров адронов на уровне моря в диапазоне энергий 10^{11} — 10^{13} эВ, полученных разными авторами. Интерес к этому вопросу вызван тем, что несколько лет назад группа сотрудников Лидского университета (Барух и др. [1]) получила необычный результат. Его необычность заключается в следующем. Известно, что спектры адронов на разных глубинах в атмосфере в широком интервале энергий описываются степенной функцией $F(E) = AE^{-\gamma}$, которая в двойном логарифмическом масштабе имеет вид прямой линии. Полученный в Лидсе спектр в двойном логарифмическом масштабе имеет ступенчатый вид. В области энергий 10^{11} — 10^{12} эВ этот спектр, по словам авторов, подтверждается измерениями Аштона и др. [2, 3], при энергиях $\sim 10^{13}$ эВ — измерениями Дмитриева [4]. Наличие ступеньки авторы объясняют существованием тяжелой, длиннопробежной частицы.

Поиски этой новой частицы, предпринятые некоторыми физиками, не дали положительных результатов [5, 6, 7]. Как будет показано ниже, энергетические спектры адронов на уровне моря, полученные другими авторами, не обнаруживают резких отклонений от степенной зависимости интенсивности адронов от их энергии. Тем не менее Барух с сотрудниками настаивают на правильности своих результатов и опубликовали новое доказательство существования тяжелой частицы [8].

В связи с этим мы сочли полезным указать на возможную ошибку

ку в определении энергетического спектра адронов в работе [1], а также в работе [4], на которую опираются авторы [1].

Барух с сотрудниками получили энергетический спектр адронов из измеренного спектра ионизационных толчков, которые регистрировались под комбинированным фильтром из 60 г/см^2 графита и нескольких сантиметров свинца. При этом они полагали, что при взаимодействии в фильтре в электронно-фотонную компоненту (π^0 -мезоны) выделяется в среднем $1/3$ энергии рожденных вторичных частиц, а средний коэффициент неупругости принимали равным $0,5$. В таком случае соотношение между энергией электронно-фотонных каскадов ($E_{э.ф.}$) и энергий генерирующих их частиц (E) определяется равенством

$$E = 6E_{э.ф.} \quad (1)$$

Очевидно, что в достаточно толстом фильтре (а в работе [1] примерная толщина фильтра порядка ядерного пробега для взаимодействия) в электронно-фотонную компоненту передается более $1/3$ энергии рожденных частиц за счет вторичных взаимодействий. Кроме того, как подчеркивалось в наших работах (см., например, [9]), при регистрации толчков из-за круто падающего спектра адронов и наличия флуктуаций в доле энергии, передаваемой π^0 -мезонам, установка отбирает в основном события с большим энерговыделением в электронно-фотонную компоненту. По этим причинам использование соотношения (1) ведет к значительному завышению энергии частиц.

В работе Дмитриева [4] энергетический спектр адронов также получен из спектра толчков, которые регистрировались под комбинированным фильтром из 120 г/см^2 углерода и нескольких сантиметров свинца. Переход от спектра толчков к спектру частиц был сделан с помощью теоретически рассчитанного коэффициента пересчета от величины толчка в числе релятивистских частиц $N(\text{р. ч.})$, проходящих через ионизационные камеры, к энергии частиц E в электронвольтах. При расчете этого коэффициента был учтен ряд указанных выше факторов (роль вторичных взаимодействий, флуктуации места взаимодействия в толстом фильтре и т. п.). В результате получено

$$E, \text{эВ} = 10^9 (\text{эВ/р. ч.}) N(\text{р. ч.}) \quad (2)$$

Как будет показано ниже, эта формула также дает слишком большое значение энергии адронов, вызывающих толчки.

Спектр ионизационных толчков на уровне моря был измерен также и нами [10]. Энергетический спектр адронов мы смогли определить после того, как удалось оценить вклад μ -мезонов в зарегистрированные толчки и экспериментально установить связь между спектром толчков и спектром адронов. Вклад μ -мезонов был определен из всестороннего хода толчков [11]. Связь между спектром толчков, регистрируемых под комбинированным фильтром из 60 г/см^2 графита и нескольких сантиметров свинца, была получена следующим образом.

Известно, что соотношение между спектром электромагнитных каскадов, создающих толчки, и энергетическим спектром генерирующих их адронов определяется выражением [12]: $F(E) = N(E_{э.ф.} = E) / \langle \epsilon^{\gamma-1} \rangle$, где $F(E)$ — спектр провзаимодействовавших в фильтре адронов; $N(E_{э.ф.})$ — спектр каскадов; $\epsilon = E_{э.ф.}/E$ — доля энергии, передаваемая адронами в электронно-фотонную компоненту в фильтре;

$$\langle \epsilon^{\gamma-1} \rangle = \int_0^1 \epsilon^{\gamma-1} f(\epsilon) d\epsilon; \quad \gamma — \text{показатель степени дифференциального}$$

спектра толчков; $f(\epsilon)d\epsilon$ — распределение величины ϵ для данного фильтра.

Для того чтобы получить распределение $f(\epsilon)d\epsilon$ и вычислить величину $\langle \epsilon^{\nu-1} \rangle$, под фильтром, с помощью которого мы в свое время измерили спектр толчков на уровне моря, был поставлен ионизационный калориметр [9]. По нашим данным, на уровне моря в диапазоне энергий 10^{11} — 10^{13} эВ показатель степени дифференциального спектра толчков $\gamma \approx 3$. Величина $\langle \epsilon^2 \rangle$ оказалась равной $\langle \epsilon^2 \rangle = 0,25$.

Таким образом, частота электромагнитных каскадов определенной энергии и частота частиц такой же энергии различаются в 4 раза. Соотношение этих частот определяет взаимное расположение спектров каскадов и частиц по оси энергий, и в этом смысле можно говорить об «эффективной» энергии частиц \tilde{E} , создающих каскады данной величины. При $\gamma = 3$ и $\langle \epsilon^2 \rangle = 0,25$ спектры каскадов и частиц отстоят друг от друга по оси энергий на расстоянии $\lg \tilde{E} - \lg E_{\text{э.ф.}} = 0,2$, т. е. эффективная энергия частиц всего в 1,6 раза больше энергии генерируемых каскадов:

$$\tilde{E} = 1,6 E_{\text{э.ф.}} \quad (3)$$

Поскольку фильтры, использовавшиеся для генерации толчков (каскадов) в нашей работе и в работе [1], одинаковы, то соотношение (3) справедливо и для установки Баруха и др. Как видно из сравнения экспериментально полученного коэффициента пересчета от энергии каскада к энергии частиц и принятого в работе [1] (соответственно 1,6 и 6), Барух и др. завысили энергию адронов примерно в 3,5 раза.

Первичные экспериментальные данные о величине толчков обычно выражаются в числе релятивистских частиц $N_{\text{р.ч.}}$, одновременно проходящих через детектор. Нами экспериментально было получено соотношение между $N_{\text{р.ч.}}$ и энергией каскада: $E_{\text{э.ф.}} \text{ эВ} = 1,4 \cdot 10^8 (\text{эВ/р.ч.}) N$ (р. ч.) [13], так что связь между величиной толчка в числе релятивистских частиц и эффективной энергией частиц для нашей установки определяется равенством:

$$\tilde{E}, \text{ эВ} = 1,6 \cdot E_{\text{э.ф.}} \text{ эВ} = 1,6 \cdot 1,4 \cdot 10^8 (\text{эВ/р.ч.}) N (\text{р.ч.}) = 2,3 \cdot 10^8 (\text{эВ/р.ч.}) N (\text{р.ч.}) \quad (4)$$

Таким образом, экспериментальное значение коэффициента пересчета от величины толчка в числе релятивистских частиц к энергии частиц отличается от принятого в работе Дмитриева более чем в 4 раза. Следует отметить, однако, что конфигурации нашей установки и установки Дмитриева немного различны. Учет этого обстоятельства привел нас к выводу, что в работе Дмитриева энергия адронов завышена в 3—4 раза.

На рис. 1 изображены энергетические спектры адронов на уровне моря в области энергий 10^{11} — 10^{13} эВ, полученные разными авторами. Светлые кружочки — измерения Коуэна и Мэтью, заимствованные из работы [1]. Светлые треугольники — две серии измерений Аштона и др. [2, 3] нейтральной составляющей потока адронов, помноженной на три в предположении, что на уровне моря интенсивность протонов и нейтронов одинакова, а интенсивность пионов вдвое меньше интенсивности нуклонов. Справедливость последнего утверждения установлена в работе Аштона и др. [14], где приведены результаты измерения интенсивности пионов и нейтронов, которые в пределах ошибок оказались равными. Прямой сплошной линией на рис. 1 показан спектр адронов, полученный из [14] как сумма удвоенной интенсивности нейтронов и интенсивности пионов.

На рис. 1 приведены также результаты работы [15], выполненной с помощью ионизационного калориметра. Эта работа страдает методической неопределенностью, которая носит принципиальный характер. Известно, что в глубине атмосферы адроны часто идут группами на малом расстоянии друг от друга. При этом невозможно разделить электронно-ядерные лавины от отдельных частиц. В связи с этим в работе [15] приведены два спектра. Один (темные кружки) представляет интенсивность частиц, электронно-ядерные лавины от которых

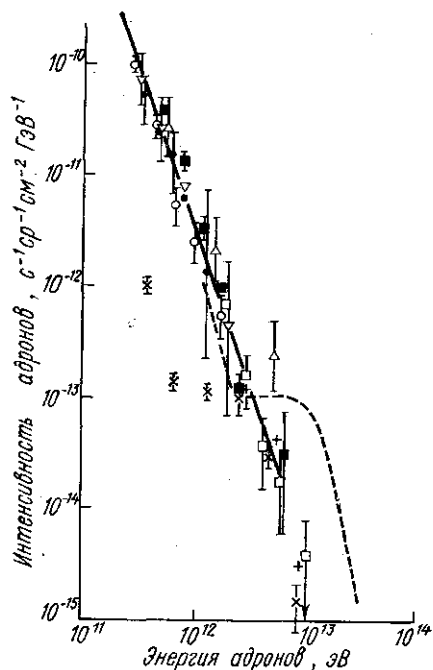


Рис. 1. Энергетический спектр адронов на уровне моря: \circ — Коуэн и Мэтью [1]; \triangle — Аштон и др. [2] ($\times 3$); ∇ — Аштон и др. [3] ($\times 3$); \blacksquare , \bullet — Сيوخан и др. [15]; \square — Третьякова [16]; \times — Барух и др. [1] (сдвинут по оси энергий, см. текст); $+$ — Дмитриев [4] (сдвинут по оси энергий, см. текст); сплошная прямая — Аштон [14]; пунктирная кривая — Барух и др. [1]

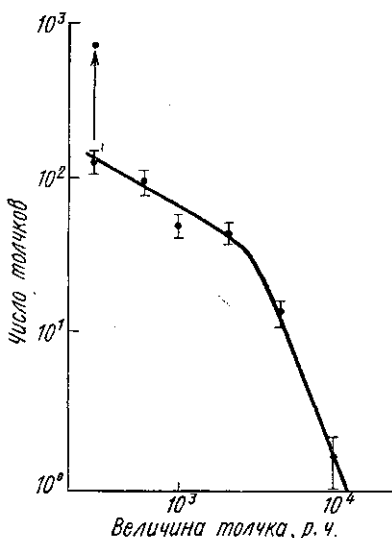


Рис. 2. Спектр толчков из работы [1]

четко выделяются в калориметре. Другой (темные квадраты) — энергетический спектр всех событий, регистрируемых калориметром, даже когда невозможно определить энергию отдельных частиц. Авторы рассматривают

последний спектр как верхнюю границу интенсивности адронов.

Как было показано в наших предыдущих работах [10, 11], для преодоления возникающей методической неопределенности необходимо использовать детекторы как можно меньших размеров. Поэтому при определении энергетического спектра адронов мы использовали спектр толчков, зарегистрированных отдельными ионизационными камерами. Полученный из этого спектра с помощью соотношения (1) энергетический спектр адронов [16] изображен на рис. 1 светлыми квадратами.

В соответствии с изложенным выше, в работе [1] энергия адронов завышена в 3,5 раза, в работе [4] — в 3—4 раза. Энергетические спектры адронов, полученные в этих работах, но пересчитанные нами по формулам (3) и (4), изображены на рис. 1 косыми и прямыми крестами соответственно. При этом отметим, что в работе [4] приводится

только поток провзаимодействовавших в фильтре частиц в m^{-2} част.⁻¹. Переход к вертикальной интенсивности сделан нами в предположении, что угловое распределение адронов на уровне моря имеет вид $F(\theta) \sim \cos^8 \theta$, а вероятность взаимодействия в фильтре равна 0,7.

Из рис. 1 видно, что имеющиеся к настоящему времени экспериментальные энергетические спектры адронов на уровне моря в области 10^{11} — 10^{13} эВ удовлетворительно согласуются между собой, несмотря на то что они получены разными методами, каждый из которых обладает своими недостатками.

Совокупность этих данных не оставляет места для существования ступеньки в энергетическом спектре адронов в интервале 10^{11} — 10^{13} эВ. Если учесть, что авторы работы [1] завысили энергию адронов более чем в 3 раза, то их результат не противоречит другим измерениям, по крайней мере в области 10^{12} эВ. При меньших энергиях их точки лежат ниже остальных. Возможно, это является следствием того, что они недомеряют часть адронов в диапазоне 10^{11} — 10^{12} эВ.

На рис. 2 представлен спектр толчков, построенный нами по первичным данным Баруха и др. [17]. По оси абсцисс отложена величина толчка в числе релятивистских частиц. Стрелкой на этом рисунке показана поправка на порог регистрации, которую авторы вводят только в одну, первую точку, в то время как влияние порога, возможно, сказывается в более широком интервале величин толчков (плавный загиб спектра).

Именно это обстоятельство вместе с завышением энергии адронов примерно в 3 раза и может привести к появлению ступеньки в области $\sim 10^{12}$ эВ со всеми вытекающими отсюда последствиями.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Baruch J. E. F. et al. Evidence for a strongly interacting particle of mass 40 GeV.—Proc. 13th Int. Conf. Cosmic Rays.—Denver, 1973a, p. 2301—2304.
2. Ashton F. and Coats P. The energy spectrum of cosmic ray neutrons at sea level in the range 20—4000 GeV.—J. Phys. A, 1, 1968, p. 169—171.
3. Ashton F. et al. Mass spectrum of stopping heavy mass cosmic ray particles at sea level.—Acta Phys. Acad. Sci. Hung., 1970, 29, Suppl. N 3, p. 327—331.
4. Абрисимов А. Т. и др. Ядерно-активная компонента высокой энергии в широких атмосферных ливнях на уровне моря.—ЖЭТФ, 1959, 36, № 3, с. 751—761.
5. Dardo M. et al. Limits for the fluxes of non-conventional particles in muon showers underground.—Proc. 14th Int. Conf. Cosmic Rays. München, 1975, p. 2411—2416.
6. Barrowes S. C. et al. Search for a particle with a long interaction length.—Proc. 14th Int. Conf. Cosmic Rays. München, 1975, p. 2421—2425.
7. Hasen W. E. et al. A cloud chamber study of large cosmic ray bursts from an absorber at sea level.—Proc. 14th Int. Conf. Cosmic Rays. München, 1975, p. 2461—2466.
8. Baruch J. E. F. et al.—Further evidence of the existence of mandelas.—Proc. 14th Int. Conf. Cosmic Rays, München, 1975, p. 2466.
9. Бабаян Х. П. и др. Изучение ионизационных толчков на уровне гор.—Изв. АН СССР, сер. физ., 1966, 30, с. 1614—1616.
10. Бабецки С. Я. и др. Изучение больших ионизационных толчков, вызываемых частицами космических лучей на уровне моря.—ЖЭТФ, 1961, 40, с. 1551—1561.
11. Бабаян Х. П. и др. Изучение взаимодействий частиц высокой энергии с атомными ядрами на высотах гор.—Изв. АН СССР, сер. физ., 1962, 31, с. 558—571.
12. Григоров Н. Л., Рапопорт И. Д., Шестоперов В. Я. Частицы высоких энергий в космических лучах. М., 1973, 303 с.
13. Савельева А. И., Шестоперов В. Я. Пересчет от величины ионизационного толчка к энергии электромагнитного каскада.—Тр. Всесоюз. конф. по косм. лучам. 1969, ч. 1, вып. 3, с. 1—3.
14. Ashton F., Salen A. J. The energy spectrum of charged pions in the energy range 40 GeV—7 TeV in the incoherent component of the cosmic radiation at sea level.—Proc. 14th Conf. Cosmic Rays. München, 1975, p. 2507—2511.

15. Siohan F. et al. Measurement of the flux of charged hadrons at sea level.— Proc. 14th Int. Conf. Cosmic Rays. München, 1975, p. 2532—2536.
16. Третьякова Ч. А. Спектры ионизационных толчков и энергетические спектры ядерно-активных частиц на высоте гор.— Канд. дис. М., 1969, 170 с.
17. Baruch J. E. F. et al. A novel type of interaction near 10^4 GeV.— Nature, 1973, 242, N 5, p. 6—10.

Поступила в редакцию
12.11.76

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1980, т. 21, № 5

УДК 539.172.17

**Ю. В. БАСИНА, С. И. БРИККЕР, Н. Л. ГРИГОРОВ,
Л. Б. ГРИГОРЬЕВА, М. А. КОНДРАТЬЕВА,
Л. Г. МИЩЕНКО, Р. А. НЫММИК, Л. П. ПАПИНА,
А. В. ПОДГУРСКАЯ, Л. М. ПОПЕРЕКОВА, И. Д. РАПОПОРТ,
В. К. СОКОЛОВ, В. А. СОБИНЯКОВ, Ч. А. ТРЕТЬЯКОВА,
Л. О. ЧИКОВА, В. Я. ШЕСТОПЕРОВ, Ж. М. ШОПЕНБЕРГ**

ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЯДЕР С ЯДРАМИ ПРИ ЭНЕРГИЯХ ПОРЯДКА 10^{12} эВ

При описании взаимодействий ядер с ядрами в физике космических лучей широко используется представление, согласно которому взаимодействие ядер сводится к суперпозиции независимых нуклон-нуклонных или нуклон-ядерных взаимодействий [1, 2].

Одним из оснований возникновения такого представления была работа [3], в которой изучались «центральные» столкновения ядер первичных космических лучей с энергиями 10^2 — 10^3 ГэВ/нуклон с атомными ядрами фотоэмульсии. «Центральными» считались взаимодействия без фрагментов с зарядом $Z \geq 2$ и числом ливневых частиц больше 25. Автор этой работы пришел к заключению, что в таких столкновениях средняя множественность ливневых частиц, отнесенная к одному нуклону налетающего ядра, такая, какая была бы при независимом взаимодействии нуклонов, упакованных в первичном ядре, с отдельными нуклонами тяжелого ядра-мишени.

При существенно меньших энергиях ядер порядка нескольких ГэВ/нуклон в столкновениях ядер, при которых происходит почти полный развал ядра-мишени, множественность ливневых частиц меньше, чем ожидается при суперпозиции независимо взаимодействующих нуклонов [4]. Возможно, что это различие отражает энергетическую зависимость процессов столкновения ядер с ядрами. Однако нельзя исключить и то, что оно отражает зависимость характера взаимодействий от класса отбираемых столкновений. В самом деле, в работе [4] для анализа отбирались только те столкновения, в которых число черных и серых частиц было больше 28, т. е. отбирались весьма редкие столкновения.

Мы провели анализ взаимодействий ядер с ядрами при энергиях 10^2 — 10^3 ГэВ/нуклон, которые были нами найдены в эмульсионной стопке объемом около 45 литров [5]. При этом поиск взаимодействий проводился по координатам и направлениям, даваемым трековыми искровыми камерами, которые находились над и под эмульсионной стопкой. Искровые камеры запускались в момент прохождения через них и эмульсионную стопку частицы высокой энергии, которая в тонком