

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

---

*М. Н. Дин*

ЯДЕРНАЯ  
ФИЗИКА

(ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК)

---

МОСКВА · 1978

ИЗУЧЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЯДЕР  
ПЕРВИЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ  
С АТОМНЫМИ ЯДРАМИ ФОТОЭМУЛЬСИИ НА ИСКУССТВЕННОМ  
СПУТНИКЕ ЗЕМЛИ «ИНТЕРКОСМОС-6»

А. ШОМОДИ

ЦИФИ ВЕНГЕРСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

С. СУГАР, Б. ЧАДРАА

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ И ТЕХНИКИ МОНГОЛЬСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

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, И. А. САВЕНКО,  
В. К. СОКОЛОВ, В. А. СОБИНЯКОВ, Ч. А. ТРЕТЬЯКОВА, Л. О. ЧИКОВА,  
В. Я. ШЕСТОПЕРОВ, Ж. М. ШОПЕНБЕРГ

НИИЯФ МОСКОВСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА

Б. БАЦКАН, Д. НЕАЧУ, М. ХАЙДУК, Т. ВИШКИ

ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ФИЗИКИ РУМЫНСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

Ю. ДУБИНСКИЙ, Л. ЮСТ

ИНСТИТУТ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ СЛОВАЦКОЙ  
АКАДЕМИИ НАУК

(Поступила в редакцию 18 октября 1977 г.)

Приведены экспериментальные данные о характеристиках взаимодействия протонов,  $\alpha$ -частиц и тяжелых ядер с атомными ядрами фотоэмульсии при средней энергии частиц  $\sim 7$  Тэв. Полученные экспериментальные данные указывают на уменьшение числа рождаемых частиц в расчете на один взаимодействующий нуклон первичного ядра с ростом атомного веса первичных ядер. Выявлен класс взаимодействий ядер, которые не сводятся к суперпозиции независимо взаимодействующих нуклонов.

### Введение

Чтобы получить достаточно однозначную информацию о таких характеристиках сильных взаимодействий, как множественность рождаемых частиц и их угловое распределение при высоких энергиях частиц космических лучей, необходимо применять аппаратуру с очень высоким пространственным разрешением частиц.

Из всех известных методов регистрации космических лучей единственным методом, обладающим большой разрешающей способностью, является фотоэмульсионный метод. Однако ядерные фотоэмульсии и рентгеновские пленки являются неуправляемыми детекторами, регистрирующими все частицы, независимо от их энергии.

Поэтому частицы высоких энергий, представленные в космических лучах с малой интенсивностью, обычно приходится регистрировать ядерными фотоэмульсиями на фоне очень большого числа малоэнергичных частиц и выделять их, пользуясь специфическими характеристиками их взаимодействия с веществом.

Чтобы избежать неконтролируемой выборки изучаемых взаимодействий, отбор первичных частиц необходимо проводить по параметру, не зависящему от типа взаимодействия. Таким параметром является энергия первичной частицы.

В экспериментальном плане такой подход приводит к необходимости объединения метода ядерных фотоэмульсий, пригодного для регистрации взаимодействия частиц и детального их изучения, с методом ионизационного калориметра, позволяющего измерить энергию первичной частицы, взаимодействие которой изучается с помощью ядерной фотоэмульсии [1-3].

Эта методика для изучения частиц космических лучей высокой энергии легла в основу эксперимента ученых ВНР, МНР, ПНР, СРР, СССР и ЧССР, проведенного по программе сотрудничества на искусственном спутнике Земли «Интеркосмос-6» [4, 5].

### 1. Аппаратура

Для проведения эксперимента был разработан и изготовлен специальный прибор БФБ-С весом около 1200 кг. Схематическое изображение его представлено на рис. 1.

Большая эмульсионная стопка 2 объемом около 45 л была собрана из 805 слоев бесподложечной эмульсии типа БР размером  $60 \times 20 \times 0,045 \text{ см}^3$ . (Стопка изготовлена в ГОСНИИХИМФОТОПРОЕКТ.)

Эмульсионная стопка находилась между двумя трековыми камерами. Верхняя камера 1 размером  $50 \times 50 \times 23 \text{ см}^3$  и нижняя камера 4 размером

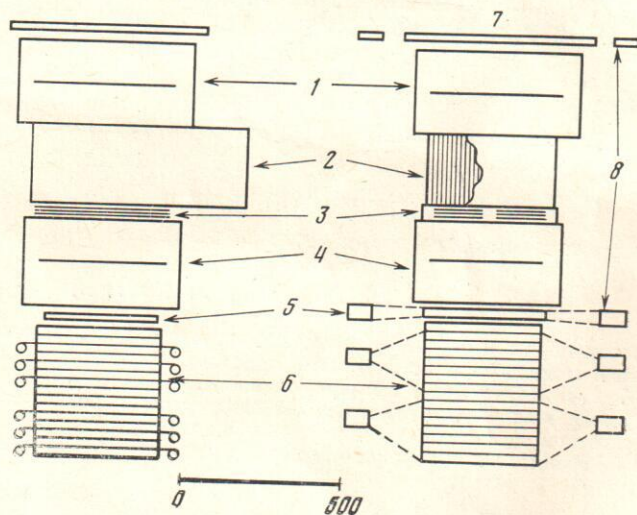


Рис. 1. Схематическое изображение прибора БФБ-С. 1 и 4 — верхняя и нижняя искровые камеры соответственно, 2 — эмульсионная стопка, 3 — слой «В», 5 — сцинтилляционный счетчик СС-2, 6 — ионизационный калориметр, 7 — верхний сцинтилляционный счетчик СС-1

$45 \times 45 \times 23 \text{ см}^3$  имели по два газоразрядных промежутка высотой по 10 см каждый. Верхняя камера давала координаты входа первичной частицы в стопку и направление ее движения. Нижняя камера давала координаты и направление ливня частиц, выходящих из стопки. Каждая камера фотографировалась двумя фотоаппаратами с запасом пленки на 5000 снимков.

Над верхней камерой находился сцинтилляционный счетчик СС-1 7. Он состоял из десяти независимых работающих секций, позволявших с помощью четырех амплитудных дискриминаторов выделять однозарядные частицы с  $Z=1$ , частицы с  $Z=2$  и частицы с  $Z>2$  (в нечетных секциях). В четных секциях выделялись частицы с  $Z=1$  и  $Z \geq 2$ .

Под нижней искровой камерой находился второй сцинтилляционный счетчик СС-2 5. Дискриминаторы выделяли случаи прохождения через этот счетчик одной и более частиц (сигнал  $N_0$ ) и четырех и более частиц (сигнал  $N_4$ ).

Ионизационный калориметр 6 состоял из двух независимо работающих секций. В каждой секции находилось восемь свинцовых пластин толщиной по 1,5 см. Под каждой нечетной пластиной находился пластический сцинтиллятор и пакет со слоями ядерной фотоэмульсии и рентгеновской пленкой. Под четными рядами находились только фотоматериалы.

Пластические сцинтилляторы ионизационного калориметра с двух противоположных сторон просматривались фотоумножителями.

В установке были предусмотрены разные энергетические пороги выработки управляющих (мастерных) сигналов, которые можно было включать в любой комбинации.

Для выработки любого мастерного сигнала (кроме мастера  $M_3$ ) требовалось совпадение сигналов от счетчика СС-1 (на минимальном уровне  $\sim 0,2$  амплитуды импульса от однозарядной релятивистской частицы); от счетчика СС-2 (на уровне  $N_0$  или  $N_4$ ); от суммарного энерговыделения в обеих секциях ионизационного калориметра, превышающего пороговое значение  $E_i$  ( $E_1=10^{11}$  эв,  $E'_0=2,5 \cdot 10^{11}$  эв,  $E_0=7 \cdot 10^{11}$  эв,  $E_2=5 \cdot 10^{12}$  эв); от каждой секции ионизационного калориметра: от нижней требовалось энерговыделение не меньше  $\epsilon_2=10^{10}$  эв и от верхней не меньше  $\epsilon_{11}=10^{10}$  эв или  $\epsilon_{12}=2,5 \cdot 10^{10}$  эв.

Таким образом, каждый мастерный сигнал состоял из совпадения сигналов:

$$M = \text{СС-1} \times \text{СС-2} (N_0 \text{ или } N_4) \times E_i \times \epsilon_{11} (\text{или } \epsilon_{12}) \times \epsilon_2.$$

Основной мастер  $M_0$ , при котором в полете установка работала большую часть времени, состоял из совпадения сигналов

$$M_0 = \text{СС-1} \times \text{СС-2} (N_4) \times E_0 \times \epsilon_{12} \times \epsilon_2.$$

В мастере  $M_1$  был энергетический порог  $E_1$ . Мастер  $M_1$  включал установку с пересчетом 1 : 32.

В мастере  $M_2$  были использованы все энергетические пороги ( $E_1$ ,  $E'_0$ ,  $E_0$ ,  $E_2$ ), но с разными пересчетами, чтобы выравнять темп счета с разными энергетическими порогами.

Мастер  $M_3$  запускал установку при энерговыделении в ионизационном калориметре  $E_3 \geq 5 \cdot 10^{13}$  эв без требований срабатывания других детекторов.

По команде с Земли мог быть включен любой мастер.

Мастерный сигнал запускал искровые камеры, систему измерения и регистрации амплитуд всех сигналов, механизм протяжки рентгеновской подвижной пленки в ионизационном калориметре. Тип мастерного сигнала, от которого сработала установка, также фиксировался на табло, на которое была выведена вся информация о работе прибора. (Более подробно описание аппаратуры приведено в [4, 5].)

## 2. Условия эксперимента. Методические вопросы

Запуск спутника «Интеркосмос-6» состоялся 7 апреля 1972 г. на орбиту с апогеем 250 км, перигеем 210 км и углом наклона плоскости орбиты к экватору  $-51^\circ$ . 11 апреля спутник был возвращен на Землю.

Полная продолжительность работы аппаратуры в космическом пространстве составила 90 час.

Во время эксперимента с помощью команд с Земли варьировались режимы работы прибора с целью выбора оптимальных условий работы аппаратуры.

На рис. 2 приведены темпы регистрации при разных режимах во время эксперимента. Режим I — включен мастер  $M_0$  с порогами  $N_4$ ,  $E_0$  и  $\varepsilon_{12}$ . Режим II — тот же мастер  $M_0$  с энергетическими порогами  $E_0$  и  $\varepsilon_{11}$ . Режим III — мастер  $M_0$  (в режиме I) + мастер  $M_2$  + мастер  $M_3$ . Режим IV — мастера  $M_1 + M_0 + M_2 + M_3$ ; снижен порог срабатывания счетчика СС-2 (порог  $N_0$ ).

После экспозиции слои эмульсии были наклеены на стекло и проявлены в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, а затем разрезаны на пластинки размером  $10 \times 20 \text{ см}^2$  на специальном станке, обеспечившем точность резания  $\sim 0,1 \text{ мм}$ . Такая точность позволяет проследить трек одноза-

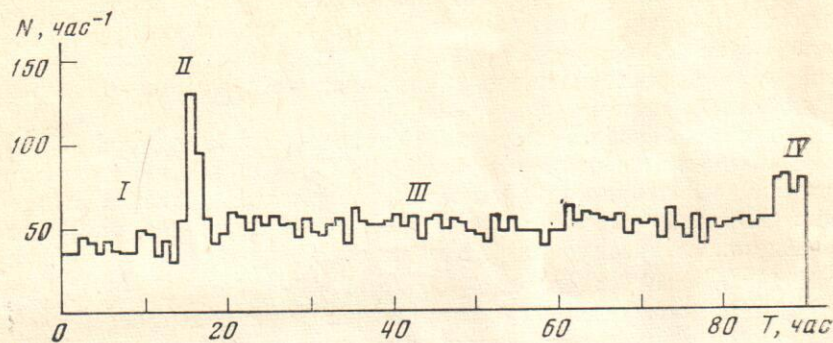


Рис. 2

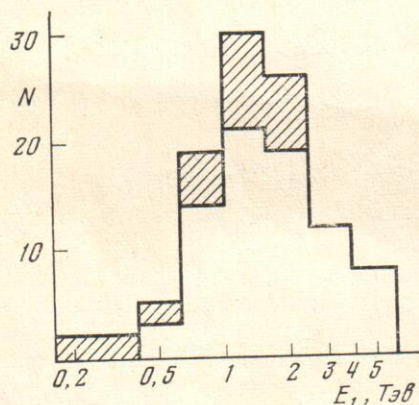


Рис. 3

Рис. 2. Темп работы прибора БФБ-С во время эксперимента на ИСЗ «Интеркосмос-6» при различных режимах

Рис. 3. Зависимость находимости ливней в слоях «В» от энергии  $E_1$ , выделенной в верхней секции ионизационного калориметра. Заштрихованная часть гистограммы — найденные ливни

рядной частицы при ее переходе из одного слоя в другой, несмотря на фон следов  $\sim 7 \cdot 10^5$  на  $\text{см}^2$ .

Киноплёнка с записью информации о работе искровых камер и блоков электроники была тщательно просмотрена. Для последующего анализа отобраны события, когда в нижней камере был зарегистрирован ливень, выходящий из эмульсионной стопки. После обработки стереоскопических снимков искровых камер были рассчитаны ожидаемые координаты ливней на всех уровнях установки (в эмульсионных слоях «В» и в ионизационном калориметре), а также их пространственная ориентация — угол с продольной осью установки  $\beta$  и азимутальный угол  $\alpha$ , отсчитываемый от некоторого фиксированного направления в приборе.

Поиск ливней по указаниям искровых камер (целеуказаниям — ЦУ) начинался со слоев «В» (3 на рис. 1), расположенных горизонтально под эмульсионной стопкой. Один слой лежал непосредственно под стопкой, а два других — под 5 и 10 мм свинца соответственно.

При обнаружении ливня с координатами и углами, близкими к расчетным, он прослеживался во всех слоях «В». Затем совершался переход в эмульсионную стопку. Далее ливень прослеживался до места своего возникновения. При этом уточнялась природа первичной частицы ( $\alpha$ -частица, ядро с  $Z > 2$  или протон), предварительная информация о которой была получена по данным счетчика СС-1.

Все первичные частицы с  $Z \geq 2$  прослеживались до выхода из эмульсионной стопки. Прослеживание необходимо по двум причинам. Во-первых, в ряде случаев частицы испытывают в стопке несколько взаимодействий. Во-вторых, первичная частица иногда входит в стопку в сопровождении других частиц, следы которых параллельны следу первичной частицы и отстоят от него на несколько десятков микрон. Такие события мы называли ливнями «извне» и в большинстве случаев их не анализировали.

У первичных частиц с  $Z > 2$  и всех тяжелых фрагментов был определен заряд счетом медленных  $\delta$ -электронов.

Из 102 ливней, поиск которых в слоях «В» проводился по ЦУ, найдено 77. Таким образом, в нашем эксперименте находится около 75% всех ливней от ядерных взаимодействий, зарегистрированных ионизационным калориметром и искровыми камерами.

Вероятность нахождения ливня в слоях «В» оказалась зависящей от энергии, выделенной в верхней секции ионизационного калориметра  $E_1$ . На рис. 3 приведены экспериментальные данные о находимости ливней в зависимости от  $E_1$ . Как видно из рисунка, при  $E_1 \geq 3 \text{ Тэв}$  в слоях «В» находятся все ливни.

Сравнивая параметры (координаты и углы) найденных ливней с данными целеуказаний, можно оценить точность восстановления траектории ливня по снимкам искровых камер. Среднеквадратичное отклонение координат в слоях «В» составляет:  $\sigma_x = 2,9 \text{ мм}$  и  $\sigma_z = 3,4 \text{ мм}$ . Среднеквадратичное отклонение по углам равно:  $\sigma_\beta = 1,5^\circ$  и  $\sigma_\alpha = 3,5^\circ$ . (Слои «В» лежали в плоскости  $xz$ . Ось  $y$  прямоугольной системы координат, в которой велись расчеты целеуказаний, совпадала с продольной осью прибора.)

Следует заметить, что большинство (около  $2/3$ ) всех целеуказаний давалось только по снимкам нижней искровой камеры, что уменьшало точность ЦУ по сравнению со случаями, когда использовались снимки верхней искровой камеры, дававшей координаты и углы первичной частицы.

Одним из очень важных вопросов в методе контролируемых ядерных фотоэмульсий является вопрос об однозначности сопоставления взаимодействия, найденного в ядерной фотоэмульсии с информацией, даваемой электронной частью аппаратуры (ионизационным калориметром, искровыми камерами, счетчиком СС-1).

Неоднозначность может возникнуть из-за того, что в районе поиска ливня в слоях «В» будет найден случайный ливень искомого направления, созданный не той частицей, которая вызвала срабатывание прибора. Таким образом, степень однозначности определяется вероятностью нахождения в районе поиска случайного ливня с направлением, близким к направлению искомого ливня.

Для оценки этой вероятности в произвольных местах слоев «В» был проведен сплошной просмотр эмульсии. Оказалось, что на  $1 \text{ см}^2$  приходится в среднем  $N_{\text{л}} = 6 \pm 1$  ливней с углами  $\beta$  не более  $30^\circ$ . (Такое ограничение задается телесным углом установки и все искомые ливни имеют  $\beta \leq 30^\circ$ .) Если допустить отклонение всех параметров найденного ливня от искомого в пределах двух среднеквадратичных ошибок, то вероятность неправильного сопоставления ливней составит

$$W_{\text{сл}} = N_{\text{л}} (4\sigma_x) (4\sigma_z) (4\sigma_\beta / 30^\circ) (4\sigma_\alpha / 360^\circ) \approx 7 \cdot 10^{-2}.$$

Для взаимодействий, вызванных первичной частицей, заряд которой грубо оценен по данным счетчика СС-1, эта вероятность существенно меньше 7%.

В самом деле, найденные нами взаимодействия классифицируются следующим образом: взаимодействий от протонов ( $Z=1$ ) — 19, или 32% всех взаимодействий, от  $\alpha$ -частиц ( $Z=2$ ) — 8, от ядер ( $Z>2$ ) — 16 (т.е. взаимодействий с  $Z\geq 2$  — 40%) и взаимодействий вне стопки — 17 (28%) (см. табл. 1—3).

Если считать, что частицы с равной энергией в потоке космических лучей по заряду делятся так: с  $Z=1$  около 40% и с  $Z\geq 2$  около 60%, то вероятность случайного совпадения ливней от первичных частиц с  $Z=1$  (по фотоэмульсиям) с сигналом от счетчика СС-1, соответствующим частице с  $Z=1$ , будет равна  $7\% \cdot 0,32 \cdot 0,4 = 0,9\%$ . Для частиц с  $Z\geq 2$ , (по фотоэмульсии) вероятность случайного совпадения с сигналом от СС-1, соответствующим частице с  $Z\geq 2$ , будет равна  $7\% \cdot 0,4 \cdot 0,6 = 1,7\%$ . Таким образом, полная вероятность случайного совпадения найденных ливней с данными счетчика СС-1 равна 2,6%.

Показательные следующие экспериментальные результаты: из 24 найденных взаимодействий, вызванных частицами с  $Z\geq 2$ , только в одном случае данные СС-1 указывали на заряд  $Z=1$ . Во всех остальных случаях было полное соответствие данных СС-1 и фотоэмульсии. (Случай несоответствия относится к первичной  $\alpha$ -частице. В этом случае условия регистрации заряда счетчиком СС-1 допускают с вероятностью 5% регистрацию  $\alpha$ -частицы, как частицы с зарядом  $Z=1$ .)

Таким образом, можно утверждать, что подавляющая часть взаимодействий, найденных по целеуказанием, является взаимодействиями частиц, вызвавших срабатывание установки и всех ее электронных детекторов.

### 3. Экспериментальные результаты

Большая часть первичных взаимодействий, найденных в эмульсионной стопке по ЦУ, к настоящему времени обработана: определено число вторичных частиц  $n_s$ , рожденных в первичном взаимодействии и измерено их угловое распределение. В тех случаях, когда первичной частицей было ядро с  $Z>2$ , был определен заряд первичного ядра (когда это было возможно сделать), прослежены все вторичные взаимодействия ядра-фрагмента (если они имелись) и измерены характеристики вторичных взаимодействий (множественность и угловые распределения).

Информация о первичных взаимодействиях приведена в табл. 1—3. В этих таблицах приведена и некоторая информация о показаниях электронных детекторов.

В первом столбце таблиц приводится номер кадра на киноплёнке, по которому даны целеуказания; во втором — формула первичного взаимодействия в ядерной фотоэмульсии (звездочкой отмечены случаи, когда  $n_s$  оценено грубо, без точных измерений); в третьем — суммарная энергия, выделившаяся в обеих секциях ионизационного калориметра ( $T_{\Sigma}$ ); в четвертом — знаком + отмечены случаи, в которых первичная частица проходит через счетчик СС-1, а ее продолжение проходит через нижнее основание ионизационного калориметра; в пятом (табл. 2 и 3) — величина заряда первичной частицы по данным счетчика СС-1.

В табл. 3 индексом «вт» помечены ядра, которые входят в стопку в сопровождении вторичных частиц; индексом  $z$  отмечены частицы с углом  $\theta > 90^\circ$  в л.с. В шестом столбце указан заряд первичного ядра.

Полученные данные позволяют оценить средние характеристики взаимодействий протонов,  $\alpha$ -частиц и тяжелых ядер при средней энергии около 7  $T_{\Sigma}$ . Такая оценка дала:

для взаимодействий протонов  $\langle n_s \rangle = 26,5 \pm 3,3$  и  $\sqrt{D}/\langle n_s \rangle = 0,47$ .

для взаимодействий  $\alpha$ -частиц  $\langle n_s \rangle = 25 \pm 7,6$  и  $\sqrt{D}/\langle n_s \rangle \approx 0,9$ ;

для взаимодействий ядер с  $Z>2$   $\langle n_s \rangle = 31 \pm 7,4$  и  $\sqrt{D}/\langle n_s \rangle \approx 1,0$ ;

для определения средних характеристик взаимодействий ядер мы использовали 11 ядер и их вторичные взаимодействия: в пяти случаях ядра

Таблица 1

1	2	3	4	1	2	3	4
0055	$(9+65)_p^*$	4,0	-	1905	$(2+30)_p^*$	>1,1	-
0087	$(6+19)_p$	>2,6	+	2022	$(4+30)_p$	3,5	-
0722	$(19+29)_p$	>1,0	+	2582	$(6+27)_p$	>9,5	-
1187	$(9+14)_p^*$	1,4	-	2638	$(18+27)_p$	>5,3	-
1199	$(3+23)_p$	1,8	+	2655	$(6+12)_p^*$	2,3	-
1322	$(3+25)_p$	>1,1	+	3171	$(3+31)_p$	>6,6	+
1541	$(0+9)_p$	>1,2	+	3575	$(2+44)_p$	2,5	-
1841	$(9+40)_p^*$	>2,3	-	3648	$(7+15)_p$	1,2	+
1876	$(15+58)_p$	>9,5	-	4074	$(2+13)_p$	>1,9	+

Таблица 2

1	2	3	4	5	1	2	3	4	5
0374	$(6+69)_{He}$	>8,3	+	2	1342	$(7+16)_{He}$	>1,2	+	2
0800	$(4+22)_{He}$	1,6	-	1	1565	$(13+25)_{He}$	1,4	+	2
1083	$(16+54)_{He}$	>2,1	+	2	2493	$(0+10+He)_{He}$	2,0	+	2
1326	$(0+2)_{He}$	>1,2	+	2	3737	$(2+3)_{He}$	>5,0	+	2

Таблица 3

1	2	3	4	5	6
0172	$(17+16+Z')Z$	>1,1	+	2	15
0719 <sup>BT</sup>	$(4+92+2_s+\alpha)Z$	>4,6	+	2	12
1046	$(8+24+Z')Z$	>5,3	+	2	9
1523	$(0+3+Z')Z$	>1,8	+	2	6
2023	$(2+9+я. о.+Z')Z$	1,4	-	-	?
2084	$(0+2+3\alpha)Z$	>1,1	+	2	6
2553 <sup>BT</sup>	$(0+4+Z')Z$	>2,7	+	2	16
2604	$(17+517)Z$	8,0	-	2	14
2797 <sup>BT</sup>	$(5+23+Z')Z$	>0,9	+	2	24
2930	$(0+31+Z')Z$	>2,9	+	2	14
2949	$(3+115)Z$	>3,3	-	-	7
2952	$(2+10+Z')Z$	>1,3	+	2	8
3135 <sup>BT</sup>	$(0+13+я. о.+Z')Z$	>1,9	+	2	23
3374	$(2+7+\alpha+Z')Z$	>4,0	-	2	23
3714	$(0+30+\alpha)Z$	>1,5	+	2	8

испытывали только одно взаимодействие в стопке, в трех случаях — по два взаимодействия и в трех случаях — по три взаимодействия.

Прежде чем перейти к более детальному анализу полученных экспериментальных данных о множественности рождающихся частиц, необходимо убедиться в отсутствии методических эффектов, искажающих полученный результат. Выше мы отмечали, что в нашем эксперименте ионизационный калориметр был толщиной всего  $1,2\lambda$  ( $\lambda$  — пробег для неупругого взаимодействия). При такой толщине точность измерения энергии первичной частицы невелика. Известно, что при отборе событий по величине энергии, выделенной первичной частицей в относительно тонком слое (как в нашем случае), некоторые характеристики отобранных событий отличаются от средних [6]. Кроме того, не исключено, что примененный метод регистрации событий и последующего поиска ливней приводит к дискриминации каких-то взаимодействий.



Выяснить возможную меру неконтролируемой выборки или дискриминации событий, которые могли бы привести к ошибке при определении множественности, можно на примере зарегистрированных взаимодействий протонов. Для событий, приведенных в табл. 1 (13 взаимодействий, в которых проведены корректные измерения множественности), средняя величина энергии, зарегистрированной в верхней секции ионизационного калориметра, составляет  $3,3 \text{ Тэв}$ . По нашим оценкам в случаях, когда протон взаимодействует в эмульсионной стопке и выделяет определенную энергию в верхней секции калориметра, регистрируется в среднем около 60% энергии протона. Эта оценка основана на экспериментальных данных по регистрации ионизационных толчков, созданных адронами с энергией  $\geq 1 \text{ Тэв}$  на высотах гор [6]. Поэтому средняя энергия отобранных протонов составляет  $3,3/0,6 = 5,5 \text{ Тэв}$ .

По данным, полученным на ускорителях в области энергий 100–1500 Гэв, зависимость  $n_{pp}$  от энергии может быть представлена в виде  $n_{pp} = 2,04 \times \ln s - 4,33$ . Так как мы имеем дело с взаимодействиями протонов с ядрами фотоэмульсии, то по совокупности экспериментальных данных  $\langle n_s \rangle_{p-em} = 1,7 \langle n_{pp} \rangle$ . Таким образом, в зарегистрированных протонных ливнях следует ожидать  $\langle n_s \rangle = 1,7 \cdot 14,5 = 24,7$ . Экспериментальное значение  $\langle n_s \rangle = 26,5 \pm 3,3$  находится в согласии с ожидаемым. Сопоставляется с ожидаемым и дисперсия распределения по множественности  $\sqrt{D}/\langle n_s \rangle = 0,47$  (по ускорительным данным эта величина  $\sim 0,5$ ). На основании этого можно сделать вывод, что примененный в нашей работе метод регистрации взаимодействий протонов не вносит существенного искажения в множественность рождающихся частиц.

Обратимся к взаимодействиям первичных ядер, найденных по целеуказаниям. Средняя величина энергии, выделенной в верхней секции ионизационного калориметра при регистрации  $\alpha$ -частиц и более тяжелых ядер в пределах ошибки оказалась такой же, как и для первичных протонов. При оценке средней энергии зарегистрированных ядер нужно учесть ряд дополнительных обстоятельств. Так, например, из многочисленных экспериментальных данных, а также из расчетов (см. ниже) следует, что при столкновении первичного ядра с ядром фотоэмульсии неупругое взаимодействие испытывают только около половины нуклонов налетающего ядра. Имеется и ряд других методических эффектов. Учет их приводит к выводу, что при одинаковой энергии, выделенной в верхней секции калориметра, средняя энергия ядер будет примерно в 1,5 раза больше средней энергии протонов. По нашим оценкам средняя энергия зарегистрированных ядер составляет около  $8 \text{ Тэв}$ .

Среднее значение заряда ядер, включенных в табл. 3, равно  $\langle Z \rangle = 14$ . Среднее число нуклонов в этих ядрах  $\approx 28$ . Таким образом, средняя энергия на нуклон  $\langle \epsilon \rangle = 8 \text{ Тэв}/28 \approx 300 \text{ Гэв/нуклон}$ .

Приведенная величина оценочная. Поэтому после проведения точных измерений зарегистрированных взаимодействий в ядерных эмульсиях было проведено непосредственное определение энергии каждого ядра. В восьми случаях это было сделано по величине среднего угла разлета  $\alpha$ -частиц или протонов фрагментации. Для этих же ядер была определена энергия на нуклон по формуле Кастаньоли. Оказалось, что энергия, определенная этими двумя методами, отличается не более чем в 2 раза. Для остальных ядер энергия была определена по формуле Кастаньоли. Средняя энергия всех ядер оказалась равной  $\sim 300 \text{ Гэв/нуклон}$ , что согласуется с приведенными выше оценками.

Данные об энергии зарегистрированных ядер, полученные из угловых распределений вторичных частиц (фрагментов и вновь рожденных), позволяют дать прямой ответ на вопрос о возможной выборке или дискриминации событий. Для этого достаточно сравнить число зарегистрированных ядер известной энергии с ожидаемым числом ядер такой же энергии, испытывающих первое взаимодействие в эмульсионной стопке. Потоки пер-

вичных ядер высокой энергии известны. Геометрический фактор установки  $\Gamma = 135 \text{ см}^2 \cdot \text{стерад}$ . Полное время измерений (с учетом времени блокировки установки)  $T = 2,7 \cdot 10^5 \text{ сек}$ . Количество вещества над эмульсионной стопкой (искровая камера, сцинтилляторы) около  $20 \text{ г/см}^2$ . На основе этих данных легко определить энергетический спектр ядер, первое взаимодействие которых происходит в стопке. Сравнение расчетов с экспериментальными данными показало, что мы регистрируем около 50% первичных ядер с  $E_0 \geq 2 \text{ Тэв}$ .

При взаимодействии нуклонов с энергией  $300 \text{ Гэв}$  с нуклонами средняя множественность  $n_{pp} \approx 8,5$ . Поэтому если бы взаимодействия ядро-ядро сводились к суперпозиции  $\nu$  независимых нуклон-нуклонных взаимодействий, то средняя множественность во взаимодействиях ядер  $\langle n_{\text{ядро-ядро}} \rangle = \langle \nu \rangle n_{pp}$ . Отсюда  $\langle \nu \rangle = \langle n_s \rangle / n_{pp} = 31 / 8,5 \approx 3,6$ .

Значение  $\langle \nu \rangle = 3,6$  представляется очень малым по следующим соображениям. Простой геометрический расчет, учитывающий распределение плотности нуклонов в ядрах, показывает, что при столкновении ядер с ядрами фотоэмульсии должно взаимодействовать около 50% нуклонов налетающего ядра с  $A = 14$  и ~40% нуклонов при  $A = 28$ .

Из 19 рассматриваемых нами взаимодействий 10 вызваны ядрами со средним значением  $A = 16$  и 9 взаимодействий вызваны ядрами со средним  $A = 36$ . Суммарное число нуклонов в ядрах, вызвавших 19 взаимодействий, равно ~480. Приняв минимальную долю взаимодействующих нуклонов (40%), получим, что в рассматриваемых 19 взаимодействиях должно было провзаимодействовать около  $0,4 \cdot 480 = 190$  нуклонов, или в среднем 10 нуклонов в одном взаимодействии ядра. Это почти в 3 раза больше величины, следующей из экспериментальных данных.

Это различие побудило нас рассмотреть вопрос, имеется ли зависимость между атомным весом налетающего ядра  $A$  и числом частиц, рожденных одним взаимодействующим нуклоном, упакованным в ядре, т. е. величиной  $n_s/\nu$ .

Для этой цели наши данные, относящиеся к взаимодействиям протонов и  $\alpha$ -частиц, мы привели к одной и той же энергии на нуклон (~300 Гэв/нуклон), какую имеют рассматриваемые нами ядра. При этом мы предполагали, что энергетическая зависимость множественности во взаимодействиях  $\alpha$ -частиц такая же, как у протонов.

В качестве  $\langle \nu \rangle$  мы принимали расчетные значения.

Полученная зависимость  $n_s/\nu$  от  $A$  приведена на рис. 4 (точки). Кружком указана множественность в протон-ядерных взаимодействиях при  $E = 300 \text{ Гэв}$  (экстраполяция ускорительных данных из области  $E = 200 \text{ Гэв}$ ). Пунктиром показано, что должно было бы наблюдаться, если бы была справедлива гипотеза независимых нуклон-ядерных столкновений.

К рассматриваемому вопросу можно подойти, не привлекая расчета для определения  $\nu$ . Полученные экспериментальные данные о взаимодействиях ядер в ядерной фотоэмульсии позволяют оценить число взаимодействующих нуклонов  $\nu$  в каждом индивидуальном столкновении.

Если  $Z$  и  $Z'$  — заряд первичного ядра и заряд тяжелого фрагмента соответственно,  $n_\alpha$  и  $n_p$  — число  $\alpha$ -частиц и протонов, образовавшихся в результате фрагментации ядра с зарядом  $Z$ , то, считая, что продукты фрагментации непосредственно не участвовали в неупругом столкновении, получим, что  $\nu_p = Z - (Z' + 2n_\alpha + n_p)$  — число протонов первичного ядра, неупруго провзаимодействовавших в данном столкновении. Так как в среднем число взаимодействующих нейтронов равно числу взаимодействующих протонов, то

$$\nu = 2\nu_p = 2\{Z - Z' - 2n_\alpha - n_p\}.$$

Заряд первичного ядра, заряд образовавшегося фрагмента, число  $\alpha$ -частиц известны для всех 19 взаимодействий. К протонам фрагментации мы относили частицы с наименьшими углами вылета относительно направления движения первичного ядра при условии, что они образовыва-

ли группу частиц с близкими значениями углов и эти углы не противоречили значению кинетической энергии протонов в системе ядра в 10 Мэв.

В качестве числа вновь рожденных частиц  $n_c$  мы принимали разность между полным числом однозарядных релятивистских частиц в данном взаимодействии  $n_s$  и числом протонов фрагментации и неупруго провзаимодействовавшими, т. е.  $n_c = n_s - (Z - \sum Z_i)$  с  $Z_i \geq 2$ .

Суммарное число рожденных частиц в рассматриваемых взаимодействиях равно 512. Суммарное число провзаимодействовавших нуклонов в

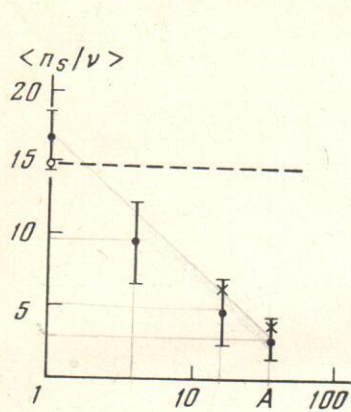


Рис. 4

Рис. 4. Зависимость числа рожденных частиц, приходящихся на один взаимодействующий нуклон от атомного веса первичного ядра  $A$ . Точки: ● — результаты настоящей работы, ○ — ускорительные данные, × — при определении  $\nu$  из эксперимента

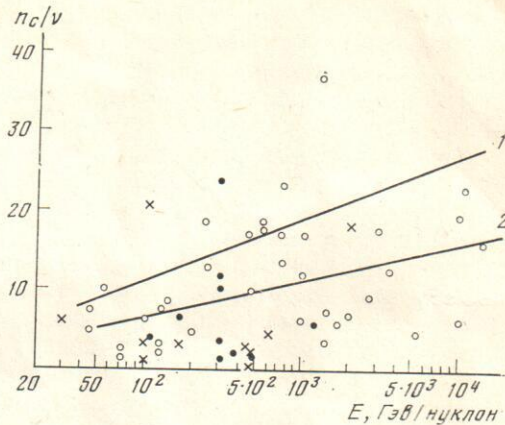


Рис. 5

Рис. 5. Число рожденных частиц на один взаимодействующий нуклон в индивидуальных взаимодействиях. Данные настоящей работы: ● — события с  $Z \leq 10$ , × — события с  $Z > 10$ ; ○ — данные работ [7, 8]. Кривые 1 и 2 — зависимость множественности от энергии соответственно в  $pp$ - и протон-ядерных взаимодействиях

этих взаимодействиях  $\sum \nu = 125$ . Отсюда среднее число частиц, которые рождаются одним взаимодействующим нуклоном, «упакованным» в налетающем ядре, равно

$$\langle n_c \rangle = \frac{\sum n_c}{\sum \nu} = \frac{512}{125} = 4,1.$$

(Для ядер с  $\langle A \rangle = 16$   $\langle n_c \rangle = 5,7$ ; для ядер с  $\langle A \rangle = 36$   $\langle n_c \rangle = 3,0$ .) Эти значения показаны на рис. 4 крестиками. (При определении средних значений  $n_c$  учитывался «вес» каждого взаимодействия. Мерой «веса» являлось  $\nu$ .)

Малая множественность рождающихся частиц, приходящаяся на один взаимодействующий нуклон, характерна не только для средних величин. На рис. 5 приведены значения  $n_c/\nu$  для рассмотренных взаимодействий в зависимости от энергии на один нуклон налетающего ядра. Точками указаны значения для ядер с  $Z \leq 10$ , крестиками — для ядер с  $Z > 10$ . Кружочками приведены данные из работ [7, 8]. Из рис. 5 видно, что большинство взаимодействий, зарегистрированных в настоящем эксперименте, соответствует значительно меньшей множественности на один взаимодействующий нуклон, чем это имеет место, когда свободный нуклон взаимодействует с нуклоном или ядром. (Два случая, когда  $n_c \approx 20$ , относятся к взаимодействиям с  $\nu = 1$ .)

#### 4. Дискуссия

При описании взаимодействий ядер с ядрами в физике космических лучей широко используется представление, согласно которому взаимодействия ядер сводятся к суперпозиции независимых нуклонных или нуклон-ядерных взаимодействий.

Одним из оснований такого представления была работа [7], в которой изучались «центральные» столкновения ядер первичных космических лучей с энергиями  $10^2-10^3$  Гэв/нуклон с атомными ядрами фотоэмульсии. «Центральными» считались столкновения, в которых отсутствовали фрагменты и множественность ливневых частиц  $n_s$  превышала 25. Автор этой работы пришел к заключению, что в отобранных по таким критериям взаимодействиях средняя множественность частиц такая, какая была бы при независимом взаимодействии нуклонов первичного ядра с нуклонами ядра-мишени. К аналогичному выводу пришли авторы работы [8], в которой изучались взаимодействия ядер с ядрами фотоэмульсии, причем от-

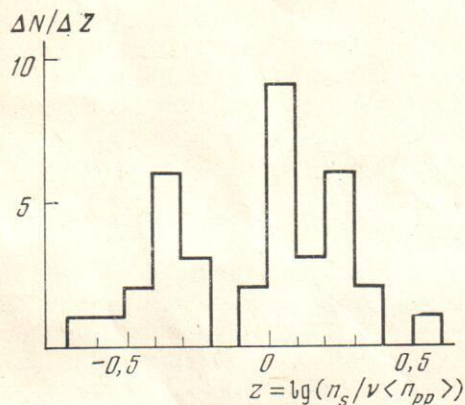


Рис. 6

Рис. 6. Распределение взаимодействий ядер с ядрами из работ [7, 8] по величине  $Z = \lg(n_s/v \langle n_{pp} \rangle)$

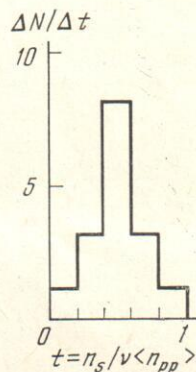


Рис. 7

Рис. 7. Распределение взаимодействий ядер с  $N_n \leq 5$  по величине  $t$

бор взаимодействий проводился по визуально видимым каскадам. (Данные, которыми пользовались авторы работ [7, 8], приведены на рис. 5.)

Однако в указанных работах обращает на себя внимание очень большая дисперсия величин  $n_s/v$ , совершенно не соответствующая статистическим флуктуациям, которые легко можно оценить для случая независимых столкновений нуклонов с нуклонами сталкивающихся ядер.

Чтобы можно было сопоставить результаты взаимодействия ядер с различной энергией на нуклон  $\epsilon$ , мы далее будем рассматривать величины  $t = n_s(\epsilon)/v n_{pp}(\epsilon)$ . Если взаимодействия ядер представляют собой сумму  $v$  независимо взаимодействующих нуклонов, то величина  $t$  не будет зависеть от  $\epsilon$ . Поэтому с величинами  $t$ , относящимися к взаимодействию различных ядер с разной энергией, можно поступать так, как будто у всех ядер одна и та же энергия на нуклон.

По данным работ [7, 8], приведенным на рис. 5, можно построить распределение величины  $z = \lg t = \lg(n_s/v n_{pp})$ . Это распределение приведено на рис. 6.

Из рис. 6 видно, что средняя величина  $\langle t \rangle = 1,1 \pm 0,12$ , т. е. в среднем множественность на один взаимодействующий нуклон такая, как в нуклон-нуклонных взаимодействиях. Однако распределение величин, как мы отмечали выше, очень широкое. Дисперсия  $t$  равна  $D(t) = 0,49$ , в то время как должна быть около 0,02.

В самом деле, в этих 36 взаимодействиях в общей сложности участвовало  $\sim 480$  нуклонов, т. е. в каждом столкновении в среднем принимало участие 13 нуклонов.

В нуклон-нуклонных и нуклон-ядерных взаимодействиях, как известно,  $\sqrt{D}/\langle n \rangle \approx 0,5$ . Поэтому дисперсия величины  $t$  для нуклон-нуклонных взаимодействий  $D(t)_{pp} = 0,25$ .

Если бы взаимодействия ядер с ядрами были суммой независимых нуклон-нуклоновых (или нуклон-ядерных) столкновений, в каждом из которых принимало участие по 13 нуклонов, то дисперсия величины  $t$  должна была быть в 13 раз меньше, чем  $D_{pp}(t)$ , т. е. должна была быть равна  $0,25/13=0,02$ .

Причинами того, что экспериментальная дисперсия величин  $t$  в 20 раз превышает дисперсию, ожидаемую из гипотезы независимых столкновений нуклонов, по-видимому, следует считать определенные физические процессы, а не статистические флуктуации. На это указывает и сам характер распределения величины  $\lg t$ . В распределении на рис. 6 вырисовываются две группы: одна — с  $t < 1$  ( $Z < 0$ ) и другая — с  $t > 1$  ( $Z > 0$ ). Для первой группы взаимодействий  $\langle t \rangle = 0,43 \pm 0,03$ , для второй  $\langle t \rangle = 1,51 \pm 0,12$ .

Для взаимодействий, зарегистрированных в нашем эксперименте,  $\langle t \rangle = 0,54 \pm 0,09$ , т. е. они, по-видимому, относятся в основном к первой группе взаимодействий и находятся в хорошем согласии с рассмотренными литературными данными.

Следует подчеркнуть, что из распределения на рис. 6 нельзя делать заключений о вероятности того или иного типа взаимодействий, так как исходные данные в работах [7, 8] были получены при определенных критериях отбора взаимодействий ядер.

Поскольку взаимодействия, зарегистрированные в настоящей работе, по своим характеристикам не отличаются от тех, которые опубликованы в литературе, для дальнейшего анализа мы объединили все данные, в результате чего общая статистика возросла до 55 взаимодействий.

То что отмеченное выше деление взаимодействий на две группы имеет определенное физическое содержание, проявляется в зависимости распределения взаимодействий по параметру  $t$  от  $N_h$ , т. е. от степени возбуждения ядра-мишени. Чтобы выявить эту связь, мы разбили все взаимодействия ядер на две группы: одну с  $N_h \leq 5$  и другую с  $N_h \geq 6$ . Практически все взаимодействия с малым значением  $t$  ( $t < 1$ ) оказались в группе с  $N_h \leq 5$ . Распределение по  $t$  для взаимодействий с  $N_h \leq 5$  представлено на рис. 7.

Далее, в каждой группе (по  $N_h$ ) взаимодействия были разбиты на три интервала по величине атомного веса взаимодействующих ядер:  $7 \leq A \leq 12$ ;  $12 < A \leq 25$  и  $25 < A \leq 50$  и в каждой такой подгруппе было определено среднее значение  $\langle t \rangle$ . Полученные результаты представлены на рис. 8. Из рис. 8 видно, что характер зависимости  $\langle t \rangle$  от  $A$  (атомного веса первичного ядра) существенно зависит от  $N_h$ .

По логике вещей при  $A=1$  средняя величина  $\langle t \rangle = 1$ , поэтому если зависимость  $\langle t \rangle$  от  $A$  аппроксимировать степенной функцией, то коэффициент пропорциональности следует приравнять единице, т. е.

$$\langle t \rangle = \langle n_s / \sqrt{n_{pp}} \rangle = A^\alpha.$$

Для взаимодействий с  $N_h \geq 6$  методом наименьших квадратов мы получили  $\alpha = -0,025 \pm 0,04$ . Иными словами, в этом классе взаимодействий  $\langle t \rangle$  не зависит от  $A$ .

Для взаимодействий с  $N_h \leq 5$  также методом наименьших квадратов было получено значение  $\alpha = -0,21 \pm 0,04$ .

Если предположить, что случаи с  $N_h \leq 5$  соответствуют в основном столкновениям налетающего ядра с одним или малым числом нуклонов (свободными протонами ядерной фотоземлюльсии или периферически-

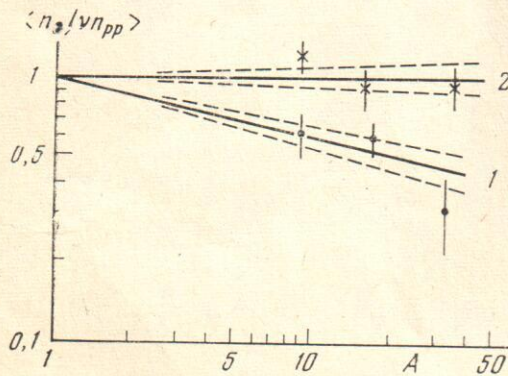


Рис. 8. Зависимость  $\langle n_s / \sqrt{n_{pp}} \rangle$  от атомного веса первичного ядра для взаимодействий с различным  $N_h$ . Точки: ● —  $N_h \leq 5$ , × —  $N_h \geq 6$

ми нуклонами ядра-мишени), то эти случаи надо рассматривать как «зеркальные» по отношению к нуклон-ядерным взаимодействиям.

Известно, что в нуклон-ядерных взаимодействиях зависимость  $n_s$  от  $A$  имеет вид [9]

$$\langle n_s \rangle = \langle n_{pp} \rangle \cdot A^{0,15 \pm 0,05}.$$

В рамках сделанного предположения мы получили для взаимодействий ядро — нуклон

$$\left\langle \frac{n_s}{\nu n_{pp}} \right\rangle \cong \frac{\langle n_s \rangle}{\langle \nu \rangle \langle n_{pp} \rangle} = A^{-0,21 \pm 0,04}.$$

Отношение этих двух зависимостей дает

$$\langle \nu \rangle = \frac{\langle n_s \rangle}{\langle n_{pp} \rangle} / \left\langle \frac{n_s}{\nu n_{pp}} \right\rangle \cong A^{0,36 \pm 0,065}.$$

Таким образом, сопоставление прямых нуклон-ядерных взаимодействий с «зеркальными» (ядро-нуклонными) позволяет получить информацию о среднем числе нуклонов ядра, участвующих в неупругом столкновении нуклона с ядром. Как видно из приведенных данных,  $\nu \cong A^{1/4}$ , т. е. пропорционально линейным размерам ядра. (В «зеркальных» столкновениях известен заряд остающегося после столкновения ядра. В «прямых» нуклон-ядерных столкновениях этот важный параметр неизвестен.)

Из этого результата следует важный вывод: в нуклон-ядерном взаимодействии налетающей нуклон высокой энергии сталкивается не с одним, а с  $\nu$  нуклонами, причем эти столкновения не подобны столкновениям свободных нуклонов (так как  $n_s \sim A^{0,15}$ , а не пропорциональна  $A^{1/4}$ ), т. е. имеет место эффект коллективного столкновения с группой нуклонов.

Возможно, что сущность этого коллективного столкновения заключается в том, что происходит столкновение с  $\nu$  нуклонами, как с единым целым, т. е. с частицей с массой в  $\nu$  раз больше массы нуклона.

Полученные экспериментальные результаты позволяют сделать следующие заключение.

1. Поиск взаимодействий в ядерной фотоэмульсии по целеуказаниям искровых камер является вполне эффективным при регистрации частиц с энергией в несколько  $Tэв$ . При  $E \geq 10 Tэв$  эффективность поиска близка к 100%.

Это обстоятельство может быть использовано при планировании экспериментов по изучению прямыми методами взаимодействий частиц космических лучей с энергиями 10–100  $Tэв$ .

2. Изучение взаимодействий ядер с ядрами выявило класс взаимодействий, в котором средняя множественность рожденных частиц в расчете на один взаимодействующий нуклон в 2–2,5 раза меньше, чем в нуклон-нуклонных взаимодействиях.

Этот тип взаимодействий осуществляется с значительной вероятностью и особенно часто встречается при слабом возбуждении ядра-мишени.

3. Показано, что изучение взаимодействий ядер со свободными нуклонами дает новую информацию, отсутствующую при нуклон-ядерных взаимодействиях. Совместно с последними они могут дать принципиально новую информацию о поведении первичного нуклона в ядерном веществе.

Авторы выражают глубокую благодарность К. С. Богомолу, К. М. Романовской и другим сотрудникам ГОСНИИХИМФОТОПРОЕКТ за изготовление высококачественной эмульсионной стопки и С. И. Любомулову и его сотрудникам (ЛВЭ ОИЯИ) за проявление эмульсионной стопки. Авторы выражают особую признательность Т. И. Курманалиеву, В. И. Фуксу, А. Г. Бедрикову и другим сотрудникам ИКИ АН СССР за активное участие в изготовлении прибора и его подготовке к эксперименту, а также всем сотрудникам лабораторий, принимавшим участие в различных этапах подготовки эксперимента и в обработке полученных результатов.

### Литература

- [1] Н. Л. Григоров, А. В. Подгурская, В. А. Собиняков, В. Я. Шестоперов. Матер. совещ. по методике толстослойных ядерных фотоэмульсий, т. 1, ОИЯИ, Дубна, 1957, стр. 168.
- [2] Н. Л. Григоров, И. Д. Рапопорт. Авторское свидетельство по заявке № 724308/26 от 22 марта 1961 г.
- [3] K. Pinkau, U. Pollvogt, C. Reppin. PJCCR, vol. 5, London, 1965, p. 548.
- [4] БУ-БРВКМ. Сотрудн. Изв. АН СССР, серия физ., 37, 1386, 1973.
- [5] С. И. Бриккер, Ю. В. Вайсберг и др. Изв. АН СССР, серия физ., 38, 930, 1974.
- [6] Н. Л. Григоров, И. Д. Рапопорт, В. Я. Шестоперов. Частицы высоких энергий в космических лучах, «Наука», 1973.
- [7] K. Rybicky. Nuovo Cim., 28, 1437, 1963.
- [8] F. Abraham, J. Gierula et al. Phys. Rev., 115, 1110, 1967.
- [9] В. С. Барашенков, В. Д. Тонеев. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами, Атомиздат, 1972.

---

### STUDY OF CHARACTERISTICS OF INTERACTION OF NUCLEI FROM HIGH-ENERGY PRIMARY COSMIC RAYS WITH PHOTOEMULSION ATOMIC NUCLEI BY MEANS OF THE SATELLITE «INTERCOSMOS-6»

Yu. V. BASINA, B. BATSKAN, S. I. BRIKKER, T. VISHKI, N. L. GRIGOROV,  
L. B. GRIGORYEVA, Yu. DUBINSKY, M. A. KONDRATYEVA, L. G. MISHCHENKO, D. NEACHU,  
R. A. NYMMIK, L. P. PAPINA, A. V. PODGURSKAYA, L. M. POPEREKOVA, I. D. RAPOPORT,  
I. A. SAVENKO, V. K. SOKOLOV, V. A. SOBINYAKOV, S. SUGAR, Ch. A. TRETYAKOVA,  
M. KHAIDUK, B. CHADRAA, L. O. CHIKOVA, V. Ya. SHESTOPEROV, A. SHOMODI,  
Zh. M. SHOPENBERG, L. YUST

The data are presented on the characteristics of the interaction of protons,  $\alpha$  particles and heavy nuclei with the atomic nuclei in photoemulsion at the average energy of particles of about 7 TeV. The obtained data show that the number of particles being produced per an interacting nucleon of the primary nucleus decreases when the atomic number of the primary nuclei grows. A class of nuclear interactions which cannot be reduced to the superposition of independently interacting nucleons is discovered.

---