

Н. Л. ГРИГОРОВ, В. Я. ШЕСТОПЕРОВ

## СПЕКТР ЯДЕРНО-АКТИВНЫХ ЧАСТИЦ НА ВЫСОТЕ 3200 м НАД УРОВНЕМ МОРЯ

Потоки ядерно-активных частиц в атмосфере существенно зависят от спектра первичных космических частиц, сечения взаимодействия частиц с ядрами атомов воздуха и ряда основных характеристик элементарного акта взаимодействия (коэффициента неупругости, энергетического спектра рождающихся частиц и т. д.). Поэтому, измеряя потоки ядерно-активных частиц на разных глубинах в атмосфере, можно получить важную информацию о взаимодействиях частиц с легкими ядрами.

Особый интерес представляет зависимость характеристик взаимодействий от энергии частиц. Поэтому желательно иметь данные о потоках ядерно-активных частиц разных энергий, т. е. их энергетических спектров на разных глубинах в атмосфере. Энергетические спектры ядерно-активных частиц в первом приближении описываются степенным законом  $N(\geq E; x) = A(x) \cdot E^{-\gamma(x)}$ , где  $x$  — глубина атмосферы.

До последнего времени экспериментальные данные о спектре ядерно-активных частиц в глубине атмосферы, в частности, на высотах гор, были противоречивы. Различные методы измерений давали сильно отличающиеся результаты не только по абсолютным потокам ядерно-активных частиц заданной энергии, но и значением показателя  $\gamma$  (от  $\gamma \sim 1,5$  до  $\gamma \sim 2$ ) [1—2].

Причины расхождения результатов, полученных разными авторами, были проанализированы нами [3]. На основе этого анализа для измерения энергетического спектра ядерно-активных частиц на высотах гор мы проводили эксперименты с использованием установки для регистрации ионизационных толчков и ионизационного калориметра. Все измерения проводились на высотной станции Ереванского физического института на высоте 3200 м над уровнем моря.

### § 1. Методы измерения спектра ядерно-активных частиц

Для правильного измерения энергетического спектра ядерно-активных частиц необходимо в каждом индивидуальном случае с достаточной точностью определять энергию частицы или измерять такие величины, которые зависят от энергии частиц (например, энергию, переданную вторичным частицам). Предпочтение следует отдать первому способу. Во втором же случае необходимо уметь правильно переходить

от спектра измеренных величин к энергетическому спектру ядерно-активных частиц.

Непосредственно измерять энергию ядерно-активных частиц можно при помощи магнитного спектрометра или ионизационного калориметра. Измерения энергетического спектра частиц при помощи магнитного спектрометра были проведены в работе [4]. Однако они относятся к энергиям частиц ниже  $10^{11}$  эв. Следует отметить, что существующие магнитные спектрометры в настоящее время вообще неприменимы при энергиях  $\geq 10^{11}-10^{12}$  эв, так как при таких энергиях частицы проходят через магнитное поле спектрометра, практически не меняя направления своего движения.

Ионизационный калориметр эффективно регистрирует ядерно-активные частицы, если их энергия превышает  $\sim 10^{11}$  эв. Тем не менее применение существующих ионизационных калориметров для измерения потока ядерно-активных частиц с  $E \geq 10^{12}$  эв в глубине атмосферы также встречает существенные, если не принципиальные трудности.

Дело в том, что поток частиц высокой энергии в глубине атмосферы очень мал. Так, по нашим данным, на высоте 3200 м над уровнем моря поток ядерно-активных частиц с энергией свыше  $10^{12}$  эв составляет  $\sim 2,5 \cdot 10^{-1}$  част.  $\text{м}^{-2}\text{час}^{-1}\text{стерад}^{-1}$ . Это значит, что ионизационный калориметр с рабочей площадью  $1 \text{ м}^2$ , описанный в [5], в месяц будет регистрировать всего около 7 частиц с  $E \geq 10^{12}$  эв, проходящих в пределах телесного угла установки [6]. Для того чтобы зарегистрировать 10 частиц с энергией  $\geq 10^{13}$  эв установка должна работать около 12 лет. Поэтому необходимо применять установки существенно больших размеров, рабочая площадь которых измеряется десятками квадратных метров.

Одна из таких установок — ионизационный калориметр с рабочей площадью  $10 \text{ м}^2$  — создана авторами настоящей статьи [7]. Однако практика ее эксплуатации показала, что установки такой большой площади мало эффективны для измерения спектра ядерно-активных частиц в области высоких энергий. Ионизационный калориметр позволяет достаточно надежно определять энергию одиночных частиц. Дело существенно осложняется, когда на установку падает одновременно несколько ядерно-активных частиц.

Еще в 1956 г. мы обнаружили, что в глубине атмосферы ядерно-активные частицы часто идут группами [8]. Вероятность одновременной регистрации установкой нескольких ядерно-активных частиц и среднее число частиц в группе увеличиваются с ростом энергии частиц, в то время как среднее расстояние между частицами уменьшается. Так, при регистрации ядерно-активных частиц с энергией свыше  $10^{12}$  эв установкой площадью  $10 \text{ м}^2$  на нее примерно в половине всех случаев одновременно падает несколько частиц. При регистрации частиц с  $E \geq 10^{13}$  эв доля таких событий возрастает до 80—90% [9]. При этом в большинстве случаев невозможно определить энергию каждой отдельной частицы, и установка измеряет суммарную энергию всех ядерно-активных частиц, одновременно падающих на установку. Однако спектр суммарного энерговыделения в установке не соответствует энергетическому спектру отдельных ядерно-активных частиц. Чем больше площадь применяемой аппаратуры, тем сильнее спектр энерговыделений в установке отличается от истинного спектра ядерно-активных частиц. Если площадь аппаратуры  $\sim 10 \text{ м}^2$ , то показатель  $\gamma$  измеренного спектра может отличаться от показателя спектра частиц на величину  $\Delta\gamma \sim 0,5-0,6$ , а интенсивность частиц с энергией  $\geq 10^{13}$  эв будет завышена в 3—4 раза [3].

Для измерения спектра частиц в области высоких энергий необходимо применение аппаратуры с высокой разрешающей способностью, чтобы можно было различать частицы, идущие близко друг от друга (на расстоянии в несколько сантиметров и ближе). С этой точки зрения «идеальным» был бы калориметр, в котором ионизационные камеры заменены фотоэмульсиями. Первые шаги в этом направлении сделаны японскими физиками [10].

Поэтому в настоящее время приходится ограничиться вторым, косвенным методом измерения спектра. При этом обычно измеряется энергия, которую ядерно-активная частица в результате взаимодействий в относительно тонком слое вещества передает  $\pi^0$ -мезонам. (После распада  $\pi^0$ -мезонов на  $\gamma$ -кванты в веществе начинают развиваться электромагнитные каскады, энергия которых и определяется). Такие измерения ведутся как при помощи ядерных фотоэмульсий, так и при помощи ионизационных камер (регистрация ионизационных толчков). Переход от спектра энерговыделения в  $\pi^0$ -мезоны к энергетическому спектру генерирующих частиц требует введения ряда допущений. Предполагается, что доля энергии, передаваемой  $\pi^0$ -мезонам при взаимодействии, и пробег до взаимодействия ядерно-активных частиц с веществом не зависят от энергии частицы. Существенным является и то, что для перехода от спектра электромагнитных каскадов к энергетическому спектру ядерно-активных частиц необходимо знать не только среднюю долю энергии, передаваемую частицей в установке  $\pi^0$ -мезонам  $\epsilon$ , но и распределение этой величины.

Ядерные фотоэмульсии обладают лучшей пространственной разрешающей способностью, но с их помощью можно изучать только такие события, когда энергия, переданная частицей  $\pi^0$ -мезонам в одном акте, превышает  $\sim 10^{12}$  эв. Обработка данных, полученных с их помощью, весьма трудоемка.

Большинство работ, посвященных изучению энергетического спектра ядерно-активных частиц в глубине атмосферы, проводилось с использованием импульсных ионизационных камер, которые регистрировали ионизационные толчки. К настоящему времени накоплен значительный экспериментальный материал о спектре ионизационных толчков на высотах гор. Однако экспериментальные данные, полученные разными авторами, не совпадают. Это различие объясняется применением установок разной площади, в которых одновременное падение нескольких частиц сказывается в разной степени [3]. Для правильного измерения энергетического спектра ядерно-активных частиц в области высоких энергий при помощи ионизационных камер необходимо применение установок (ионизационных камер) малых размеров. При этом уменьшается вероятность одновременного падения на ионизационную камеру нескольких частиц, и спектр измеряемых толчков приближается к истинному спектру ядерно-активных частиц. В то же время для получения достаточного статистического материала камеры должны покрывать значительную площадь.

## § 2. Спектр ионизационных толчков на высотах гор

Изучение ионизационных толчков проводилось нами при помощи установки площадью  $10 \text{ м}^2$ , которая схематически изображена на рис. 1. Установка состояла из четырех рядов ионизационных камер (по 32 камеры в ряду) длиной 330 см и диаметром 10 см каждая, которые находились под различными толщинами комбинированного фильтра из свинца и графита. Верхние два ряда камер, находящиеся под 2 и 3 см

свинца, служили для измерения энергии электронно-фотонного компонента, падающего на установку из воздуха. Далее электронно-фотонный компонент поглощался в свинцовом фильтре толщиной 5 см. Нижние два ряда камер 1 и 2, расположенные под графитом и свинцом, служили для определения энергии электромагнитных каскадов, созданных в установке ядерно-активными частицами.

Примененные электронные схемы позволяли измерять ионизацию в каждой отдельной камере. Регистрация ионизации в камере происходила каждый раз, когда суммарная ионизация в

каждом из нижних рядов камер превышала ионизацию от  $j \sim 3000$  релятивистских частиц, прошедших по средней хорде камеры. Подробное описание электронных блоков установки и метода регистрации импульсов от большого числа ионизационных камер приведено в [11].

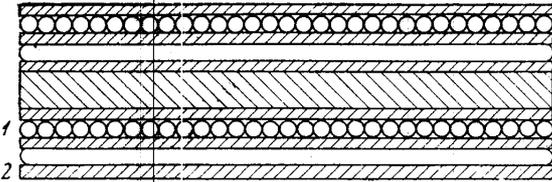


Рис. 1. Схематическое изображение установки для регистрации ионизационных толчков

Благодаря значительной площади установки мы зарегистрировали частицы, которые в результате взаимодействия в установке передавали  $\pi^0$ -мезонам энергию до  $2 \cdot 10^{13}$  эв.

В такой конфигурации установка проработала в общей сложности 1105 час. В течение 397 час из этого времени электронные схемы были настроены так, что они ограничивали диапазон регистрируемых импульсов величиной  $J \leq 4,5 \cdot 10^4$  частиц. После обработки экспериментального материала были построены интегральные спектры толчков в каждой камере 1-го и 2-го рядов. Затем эти спектры были сложены для камер каждого ряда. Полученные после такого сложения спектры близки друг другу. Показатели спектра  $\gamma$  у них совпадают; частота толчков в камерах 1-го ряда незначительно (на  $\sim 20\%$ ) превосходит частоту толчков в камерах 2-го ряда. Мы не придали существенного значения этому расхождению и для увеличения методической точности (толчки в обоих рядах не являются независимыми) усреднили оба этих спектра. Полученный результат приведен на рис. 2, где по оси абсцисс отложена величина толчка, по оси ординат — частота регистрации толчков отдельной камерой. Показатель спектра  $\gamma = 1,85 \pm 0,04$ . (Значение показателя спектра  $\gamma$  и ошибка определялись методом наименьших квадратов для дифференциального спектра.)

### § 3. Энергетический спектр электромагнитных каскадов

Каждый ионизационный толчок вызывается электромагнитным каскадом, развивающимся в нижнем свинцовом фильтре и пересекающим оба ряда ионизационных камер. Величина толчка прямо пропорциональна числу частиц в каскаде, которое в свою очередь определяется энергией каскада. Поэтому от измеренного спектра ионизационных толчков можно перейти к энергетическому спектру электромагнитных каскадов.

Каскадная теория дает простую зависимость числа частиц в максимуме развития каскада  $N_{\text{макс}}$  от энергии каскада  $E_k$ . Так, в соответствии с работой [12] можно считать, что в первом приближении  $E_k = 0,8 \cdot 10^8 N_{\text{макс}}$ . Поэтому, если бы мы регистрировали развивающиеся

в нижнем свинцовом фильтре каскады в максимуме их развития, задача решалась бы просто. Однако на практике необходимо учесть ряд обстоятельств.

При выходе из плотного вещества (свинца) из-за многократного рассеяния ливневые частицы имеют широкое угловое распределение. Вследствие этого ионизация наблюдается не только в центральной, но и в нескольких соседних ионизационных камерах. Поэтому нужно знать, какая в среднем часть ионизации, создаваемой каскадом, регистрируется одной камерой.

Для выяснения этого вопроса мы отобрали случаи падения на установку одиночных ядерно-активных частиц и построили спектр толчков, регистрируемых отдельными камерами, и спектр суммарной иони-

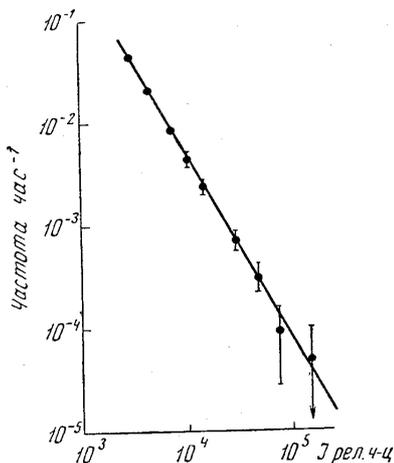


Рис. 2. Интегральный спектр толчков, в отдельной камере

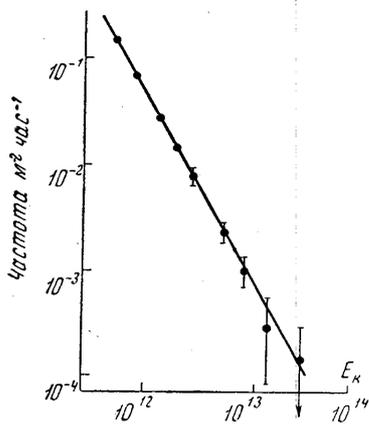


Рис. 3. Интегральный энергетический спектр электромагнитных каскадов

зации, регистрируемой всеми камерами данного ряда. Результат такой обработки приведен в работе [3]. Оказалось, что ионизация в отдельной камере составляет в среднем 74% от ионизации, измеряемой на всей площади установки, т. е. от полной ионизации, создаваемой каскадом.

Таким образом,  $J_{\text{п}} = \frac{J}{0,73}$ .

При переходе от ионизации  $J$  к числу частиц в каскаде необходимо учесть, что при прохождении через стенки камеры (2 мм) число частиц в каскаде уменьшается из-за различия критических энергий в свинце и латуни. В соответствии с расчетами, проведенными в работе [13], через рабочий объем наших камер проходит 70% падающих на них частиц. (Эти расчеты справедливы для тех глубин вещества, где каскад близок к максимуму своего развития.) Поэтому число частиц в каскаде на данном уровне  $N = \frac{J_{\text{п}}}{0,7} = 1,96 \cdot J$ .

Наконец, для того чтобы определить  $N_{\text{макс}}$ , нужно регистрировать электромагнитные каскады, генерируемые ядерно-активными частицами в установке, в максимуме их развития. При измерении толчков или одним 1-м или одним 2-м рядом (так ведется обработка экспериментального материала) часть каскадов регистрируется или до или после

максимума, и измеряемое число частиц будет в среднем меньше, чем число частиц в максимуме развития каскада  $N_{\text{макс}}$ .

Чтобы оценить этот эффект, мы поступили следующим образом. Для случая падения на установку одиночных ядерно-активных частиц мы построили спектр толчков, регистрируемых 1-м и 2-м рядами, и усреднили их. Затем для каждого мы отобрали максимальное из двух значений ионизации (в 1-м или 2-м ряду) и построили спектр этих «максимальных» толчков. Толщины свинца, расположенного над 1-м и 2-м рядами, подобраны так, чтобы в широком энергетическом интервале максимум развития каскада находился вблизи одного из рядов. Поэтому мы считаем, что при такой обработке измеряем ионизацию вблизи максимума развития каскада.

Из сравнения этих двух спектров следует, что при измерении толчков 1-м или 2-м рядом регистрируемое число частиц составляет в среднем 83% от числа частиц в максимуме развития каскада. Поэтому

$$N_{\text{макс}} = \frac{N}{0,83} = 2,35J,$$

и

$$E_k = 1,8 \cdot 10^8 \cdot J \text{ эв.}$$

После того, как получено среднее соотношение между величиной толчка, регистрируемого отдельной камерой, и энергией каскада, вызвавшего этот толчок, легко получить энергетический спектр электромагнитных каскадов, создаваемых в установке ядерно-активными частицами. Он приведен на рис. 3, где по оси абсцисс отложена энергия каскада, по оси ординат — частота.

#### § 4. Энергетический спектр ядерно-активных частиц

Следующий важный шаг — это переход к энергетическому спектру ядерно-активных частиц. Обычно при этом расчетным путем определяют среднюю долю энергии  $\epsilon$ , которую ядерно-активная частица с энергией  $E$  передает в установке  $\pi^0$ -мезонам, и считают, что  $E = E_k/\epsilon$ .

При таком расчете принимаются во внимание средние характеристики взаимодействий и не учитываются их флуктуации в элементарном акте. Как было показано в [14], это ведет к завышению потока ядерно-активных частиц. Для получения правильного спектра ядерно-активных частиц необходимо знать функцию распределения  $f(\epsilon)d\epsilon$ , так как

$$F(\geq E) = \frac{N(\geq E)}{W\bar{\epsilon}^n} \cdot \frac{n+2}{2\pi} \text{ част м}^{-2} \cdot \text{час}^{-1} \cdot \text{стерад}^{-1},$$

где  $N(\geq E)$  — спектр электромагнитных каскадов,  $\bar{\epsilon}^n = \int_0^1 \epsilon^n f(\epsilon) d\epsilon$ ,  $W$  — эффективность установки. Второй множитель определяется угловым распределением ядерно-активных частиц на уровне наблюдения ( $n$  — показатель степени углового распределения, которое аппроксимируется функцией вида  $N(\theta) d\theta \sim \cos^n \theta d\theta$ ).

Чтобы определить для нашей установки величину  $\bar{\epsilon}^n$  мы поступили следующим образом. Установка<sup>1</sup> была помещена на ионизационный

<sup>1</sup> В установку было внесено непринципиальное изменение: свинцовый фильтр толщиной 5 см, расположенный под верхними рядами камер, был заменен фильтром толщиной 1 см.



регистрации частиц зависит от угла их прихода. Полученное экспериментальное распределение лучше всего описывается законом вида  $\cos^2 > \theta d\theta$ . Мы считали, что такое же угловое распределение имеют все ядерно-активные частицы.

Таким образом,  $F(\geq E) = 8,0 N(\geq E)$  *част. м<sup>-2</sup>. час<sup>-1</sup>. стерад<sup>-1</sup>*. Этот спектр приведен на рис. 5. Нанесенные на рисунке ошибки — статистические. Показатель степени  $\gamma = 1,85 \pm 0,04$ . Однако при этом необходимо учитывать, что и при регистрации толчков в отдельных камерах не полностью исключена возможность одновременного попадания в одну камеру нескольких ядерно-активных частиц, особенно при регистрации частиц высокой энергии ( $E \geq 10^{13}$  эв). Следовательно, полученное значение  $\gamma = 1,85 \pm 0,04$ , по-видимому, несколько занижено.

На рис. 6 проведено сопоставление интегральных энергетических спектров ядерно-активных частиц на высоте 3200 м, измеренных раз-

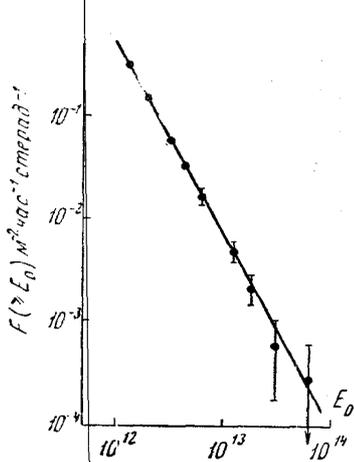


Рис. 5. Интегральный энергетический спектр ядерно-активных частиц на высоте 3200 м над уровнем моря.

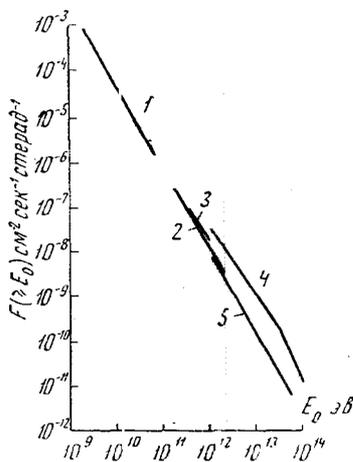


Рис. 6. Результаты измерения спектра ядерно-активных частиц разными авторами

ными авторами и разными методами. 1 — магнитный спектрометр [4], 2 и 3 — ионизационный калориметр [6] и [17], 4 и 5 — результаты измерения ионизационных толчков ([18], настоящая работа и [17]). При этом результаты работы [18] были приведены к уровню наблюдения 3200 м (предполагалось, что пробег для поглощения ядерно-активных частиц в воздухе  $L_D = 120$  г/см<sup>2</sup>). Отличие работы [18] от результатов других авторов объясняется, на наш взгляд, неправильной оценкой энергии ядерно-активных частиц. (Авторы этой работы определяют величину  $\bar{\epsilon}$  расчетным путем.)

Таким образом, большая часть работ, в которых измерялись потоки ядерно-активных частиц высокой энергии, не противоречат друг другу. Можно считать, что в настоящее время энергетический спектр ядерно-активных частиц в диапазоне энергий  $10^9 \sim 5 \cdot 10^{13}$  эв измерен с достаточной точностью. Показатель степени интегрального спектра  $\gamma \sim 1,8-1,9$ , причем в области свыше  $10^{12}$  эв эта оценка является, по-видимому, минимальной.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Довженко О. И., Зацепин Г. Т., Мурзина Е. А., Никольский С. И., Яковлев В. И. «Тр. Междунар. конф. по космическим лучам», т. 2, стр. 144. М., 1960.
2. Akashi M., Shimizu S., Watanaba Z. et al. Intern. Conf. Cosmic Rays and Earth Stroms. J. Phys. Soc. Japan, 17, Suppl. A—3, 297, 1962.
3. Бабаян Х. П., Бояджян Н. Г., Григоров Н. Л., Третьякова Ч. А., Шестоперов В. Я. ЖЭТФ, 44, вып. 1, 22, 1963.
4. Кочарян Н. М., Саакян Т. Г., Киракосян З. А. ЖЭТФ, 35, 1335, 1958.
5. Алексеева К. И., Григоров Н. Л., Ерофеева И. Н. и др. «Изв. АН СССР», сер. физич., 28, № 11, 1794, 1964.
6. Григоров Н. Л., Ерофеева И. Н., Мищенко Л. Г. и др. «Изв. АН СССР», сер. физич., 28, № 11, 1801, 1964.
7. Бабаян Х. П., Григоров Н. Л., Собиняков В. А., Шестоперов В. Я. «Космические лучи», 8, 182, 1966.
8. Григоров Н. Л., Шестоперов В. Я., Собиняков В. А., Подгурская А. В., ЖЭТФ, 33, 1099, 1957.
9. Бабаян Х. П., Бабецки Я. С., Бояджян Н. Г. и др. «Изв. АН СССР», сер. физич., 26, 558, 1962.
10. Japanese and Brazilian Emulsion Groups. Proc. Int. Conf. Cosmic Rays, 2, p. 878, London, 1965.
11. Григоров Н. Л., Кондратьева М. А., Савельева А. И., Собиняков В. А., Подгурская А. В., Шестоперов В. Я. «Тр. Междунар. конф. по космическим лучам», т. 1. М., 1960, стр. 122.
12. Ott K. «Z. Naturforsch», 9, 488, 1954.
13. Дмитриев В. А. ЖЭТФ, 35, 2, 553, 1958.
14. Григоров Н. Л., Рапопорт И. Д., Савенко И. А., Скурдин Г. А., Шестоперов В. Я. «Изв. АН СССР», сер. физич., 29, № 9, 1656, 1965.
15. Бабаян Х. П., Григоров Н. Л., Третьякова Ч. А., Шестоперов В. Я. «Изв. АН СССР», сер. физич., 29, № 9, 1648, 1965.
16. Бабаян Х. П., Дулян Г. Г., Собиняков В. А., Третьякова Ч. А., Шестоперов В. Я. «Изв. АН СССР», сер. физич., 30, № 10, 1614, 1966.
17. Добротин Н. А., Денисов Е. В., Дубровина С. А. и др. «Proc. Int. Conf. Cosmic Rays», 2, p. 817. London, 1965.
18. Мурзина Е. А., Никольский С. И., Тукиш С. И., Яковлев В. И. «Ядерная физика», 1, № 6, 1079, 1965.