

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМЫ ИМПУЛЬСОВ  
ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ШАЛ

Н. Н. Калмыков, В. В. Просин, Г. Б. Христиансен,  
В. М. Григорьев, В. Н. Павлов, Н. Н. Ефимов,  
Д. Д. Красильников, А. И. Кузьмин

Приводятся экспериментальные данные и результаты расчетов длительности черенковского импульса ШАЛ в диапазоне расстояний 200 – 1000 м. Обсуждается возможность определения состава первичного излучения, выбора модели развития ливня и оценки пробега ядерного взаимодействия в области энергий выше  $10^{17}$  эв.

В 1973 – 1974 гг. на Якутской комплексной установке ШАЛ было продолжено исследование формы черенковских импульсов, начатое в работах [1, 2]. В качестве приемников черенковского света ШАЛ были использованы четыре ФЭУ-65, один из которых был расположен в центре установки, а три других симметрично вокруг центра на расстоянии  $\sim 250$  м. Направление прихода, положение оси и число частиц  $N_e$  в ливне определялись по данным якутской установки ШАЛ. Для анализа отбирались ливни с  $N_e \geq 10^7$ , для которых влияние системы отбора слабо искажает результаты. За 280 часов работы установки зарегистрировано 48 ливней. В этих ливнях расстояние  $r_{\perp}$  от оси до детекторов лежит в пределах  $200 < r_{\perp} < 1000$  м и число частиц  $10^7 < N_e < 2 \cdot 10^8$ .

В качестве основных параметров, характеризующих черенковский импульс, используются длительность на половине высоты  $\tau$  и амплитуда  $A$ . Точность определения  $\tau$  составляет  $\sim 10\%$ , точность определения амплитуды  $\sim 20\%$ . Длительности и амплитуды импульсов были скорректированы с учетом аппаратурных искажений.

Для сравнения с экспериментом был проведен расчет формы импульсов черенковского излучения. При этом угловое распределение частиц ливня было принято таким же, как в работе [3] и считалось, как и в работе [4], что черенковский свет распространяется по направлению движения частицы; пространственное распределение частиц не учитывалось. Как показали расчеты, учет пространственного распределения электронов слабо влияет на результаты. Так длительность импульсов увеличивается всего на 7%.

Индивидуальные каскадные кривые рассчитывались методом Монте-Карло для моделей СКР ( $n_s \sim E_0^{0.25}$ ) и НММ ( $n_s \sim E_0^{0.5}$ ) при первичной энергии  $10^{17}$  эв. Подробно метод расчета описан в [5, 6].

На рис. 1 приводятся расчетные и экспериментальные зависимости длительности черенковских импульсов  $\tau$  от расстояния до оси ливня  $r_{\perp}$ . Для увеличения статистики все длительности импульсов и амплитуды пересчитаны к одному углу  $\theta = 0^\circ$  с использованием рассчитанных зависимостей  $\tau(\theta)$  и  $A(\theta)$ .

В пределах статистических ошибок экспериментальные точки согласуются как с моделью СКР, так и с моделью НММ.

На рис. 2 сравниваются экспериментальные и расчетные распределения по длительности импульсов на расстоянии  $300 \text{ м}$  от оси ливня. Для построения экспериментального распределения все длительности приведены к фиксированному расстоянию  $r_{\perp} = 300 \text{ м}$  с использованием рассчитанных зависимостей  $\tau(r_{\perp})$ .

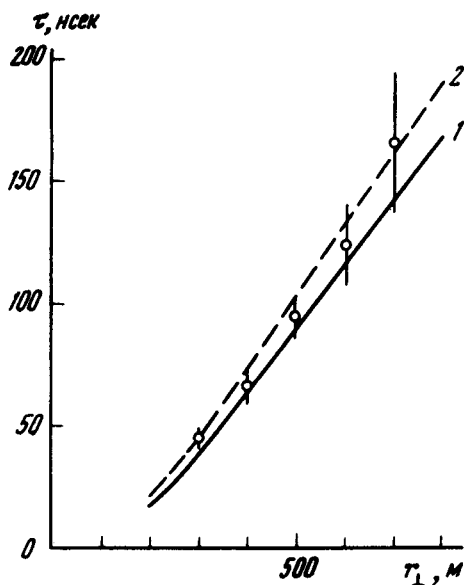


Рис. 1. Зависимость средней длительности импульса от расстояния до оси ливня. Кривая 1 — расчет для протонов по модели НММ, кривая 2, — то же для СКР.

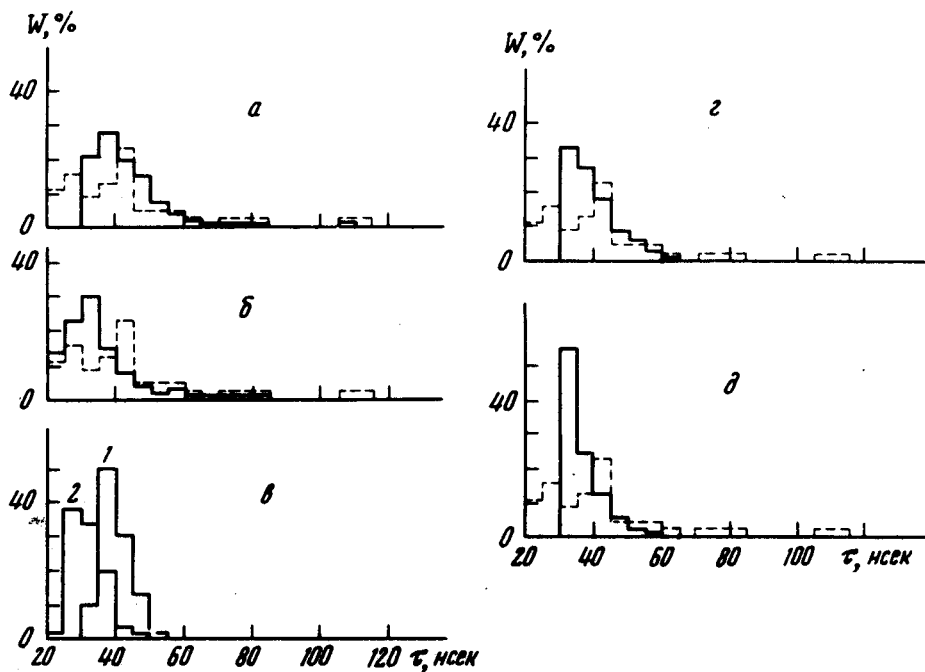


Рис. 2. Распределение по длительности импульсов на расстоянии  $300 \text{ м}$ . Расчетные гистограммы изображены сплошными линиями: а — протоны, модель СКР; б — протоны, модель НММ; в — ядра группы М, гистограмма 2 — модель НММ; г — приближенный расчет для  $\lambda = 40 \text{ г/см}^2$ ; д — приближенный расчет для  $\lambda = 30 \text{ г/см}^2$ .

Наилучшее согласие расчета и эксперимента наблюдается для протонного состава. Нижняя граница экспериментального распределения лучше согласуется с нижней границей расчетного распределения для модели НММ.

Для иллюстрации изменения распределения при переходе к более тяжелым ядрам на рис. 2, в приведены расчетные распределения для ядер группы  $M$  и двух моделей развития ливня.

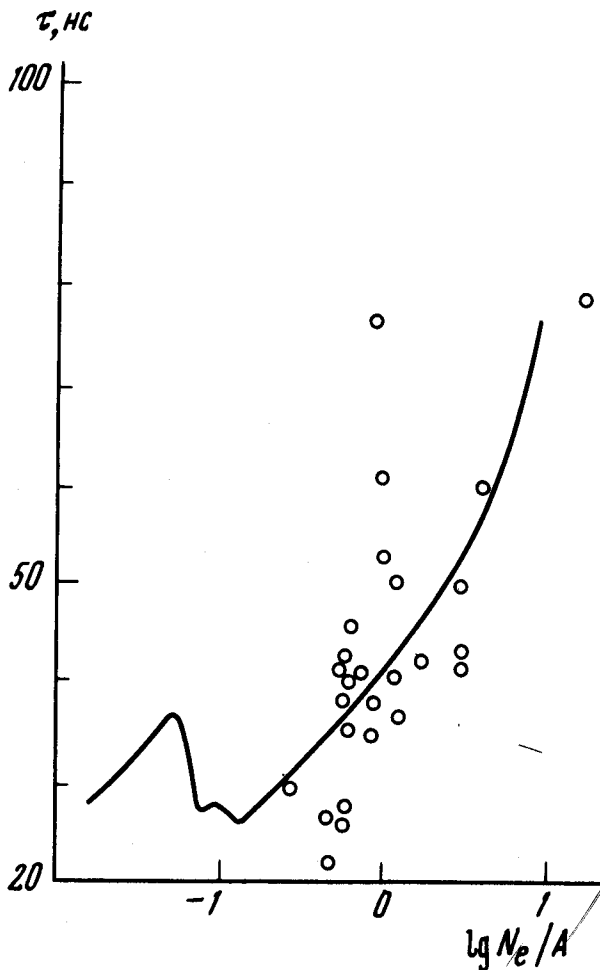


Рис. 3. Зависимость длительности импульса от параметра  $N_1/A$ . Расчет по модели НММ для состава  $p = 50\%$ ,  $\alpha = 25\%$ ,  $M = 12\%$ ,  $H = 13\%$ .

Как показывает анализ расчета, длительность черенковских импульсов на больших расстояниях от оси ливня ( $\sim 300$  м) практически однозначно связана с глубиной максимума ливня  $X_m$ .

Пусть  $X_{min}$  — минимальная глубина максимума ливня. Результаты расчета не противоречат предположению, что распределение по глубине максимума ливня при фиксированной глубине первого взаимодействия  $X_0$  имеет вид:

$$W(X_m - X_{min} / X_0) \sim \exp [-(X_m - X_{min} - X_0) / l].$$

где  $l = 50 \pm 10$  г/см<sup>2</sup>. Тогда легко получить распределение по величине  $X_m$ :

$$W(X_m - X_{min}) \sim e^{-\frac{X_m - X_{min}}{\lambda}} - e^{-\frac{X_m - X_{min}}{l}} \quad (1)$$

где  $\lambda$  — пробег взаимодействия первичной частицы. При выводе (1) предположено, что  $\lambda > l$ , в противном случае надо изменить знак.

На рис. 2 приведены приближенные распределения, полученные с использованием формулы (1) для значений  $\lambda = 40$  г/см<sup>2</sup> и  $\lambda = 30$  г/см<sup>2</sup> и  $X_{min}$ , соответствующего модели СКР. Из-за большого значения  $l$  уменьшение  $\lambda$  от 80 г/см<sup>2</sup> до 40 г/см<sup>2</sup> слабо изменяет распределение импульсов. Однако для  $\lambda = 30$  г/см<sup>2</sup> наблюдается уже существенное расхождение с экспериментом (см. рис. 2, д), что позволяет сделать заключение, что пробег взаимодействия протонов, повидимому, не менее 30 — 40 г/см<sup>2</sup>. Эта оценка нижней границы для пробега взаимодействия не зависит от модельных предположений и может быть в дальнейшем уточнена за счет увеличения экспериментальной статистики.

На рис. 3 сравниваются расчетная и экспериментальная зависимости  $\tau$  на расстоянии 300 м от оси ливня от параметра  $N_e/A$ . Расчет выполнен для сложного состава первичного излучения и указывает на чувствительность этой зависимости к химсоставу. Так нерегулярности в расчетной кривой при малых значениях  $N_e/A$  соответствуют ядрам с массовыми числами 52 и 15.

Для построения экспериментальной зависимости были использованы события с зенитными углами  $\theta < 30^\circ$  и все  $\tau$  и  $A$  приведены к углу  $\theta = 0^\circ$  и к расстоянию 300 м.

Отсутствие надежной абсолютной калибровки по амплитуде допускает некоторый произвольный сдвиг теоретической кривой относительно экспериментальных точек по оси абсцисс.

Экспериментальные точки указывают на более крутую зависимость  $\tau(N_e/A)$ , чем расчет. Это может объясняться тем, что при определении  $N_e$  используются стандартные функции пространственного распределения частиц, не учитывающие "возраста" ливня. В дальнейшем при обработке ливней с использованием индивидуальных функций пространственного распределения частиц и при наличии надежной абсолютной амплитудной калибровки черенковских импульсов мы надеемся получить данные о химсоставе первичного излучения в области энергий  $E_0 > 10^{17}$  эв.

Институт ядерной физики  
Московского  
государственного университета

Поступила в редакцию  
27 ноября 1974 г.

### Литература

- [1] А.Н.Гадалов, Н.Н.Ефимов, Д.Д.Красильников, Г.Б.Христиансен, Ф.В.Шикалов. Изв. АН СССР, сер. физ., **36**, 1972.  
[2] N.N.Efimov, D.D.Krasilnikov, A.I.Kuzmin, G.B.Khristiansen, F.V.Shikalov. Proc.XIII JCCR, Denver, AS-601, 1973.  
[3] В.И.Зацепин, А.Е.Чудаков. ЖЭТФ, **42**, 1622, 1962.

[ 4 ] Ю.А.Фомин, Г.Б.Христиансен. ЯФ, 14, 642, 1971.

[ 5 ] N.N.Kalmykov, Ju. A.Fomin, G.B.Khristiansen. Proc. XII JCCR,  
Nobart, vol.6, 2219, 1973.

[ 6 ] Н.Н.Калмыков, Ю.А.Фомин, Г.Б.Христиансен. Изв. АН СССР, сер.  
физ., 37, 1430, 1973.

---