

Радиоголографический метод определения ядерного состава потока первичных космических частиц сверхвысоких энергий

В. М. Карташев, Е. С. Шматко

*Харьковский государственный университет
Украина, 61077, Харьков, пл. Свободы, 4*

Статья поступила в редакцию 29 января 1999 г., после переработки 27 мая 1999 г.

Проведены расчеты дискретных радиоголограмм, которые образуются на уровне наблюдения когерентным высокочастотным радиоизлучением широкого атмосферного ливня в отдельных пунктах регистрации, находящихся на различных расстояниях от его оси. Синтез радиоголограмм оказался возможным, потому что запаздывание радиоволн, приходящих в точку наблюдения, однозначно связано с глубиной развития индивидуального ливня в атмосфере. Показано, что вполне реально восстановить вид каскадной кривой широкого атмосферного ливня при помощи нескольких дискретных радиоголограмм в плоскости наблюдения. Радиоголографический метод экспериментального получения вида каскадной кривой индивидуального ливня служит основой метода измерения ядерного состава потока первичных космических частиц сверхвысоких энергий.

Проведено розрахунки дискретних радіоголограм, котрі утворюються на рівні спостереження когерентним високочастотним радіовипромінюванням широких атмосферних злив в окремих пунктах реєстрації, що знаходяться на різних відстанях від його осі. Синтез радіоголограм виявився можливим, тому що запізнювання радіохвиль, які надходять до точки спостереження, однозначно пов'язано з глибиною розвитку індивідуальної зливи в атмосфері. Показано, що цілком реально відновити вигляд каскадної кривої широкої атмосферної зливи за допомогою декількох дискретних радіоголограм в площині спостереження. Радіоголографічний метод експериментального отримання вигляду каскадної кривої індивідуальної зливи є основою методу вимірювання ядерного складу потоку первинних космічних частинок надвисоких енергій.

Введение

Измерение ядерного состава потока первичных (галактических и метagalactic) космических лучей необходимо для объяснения их происхождения и ускорения в космическом пространстве. В 60-х годах на советских ИСЗ "Протон-1, 2, 3, 4" были проведены прямые измерения энергетического спектра и ядерного состава первичных космических лучей в области энергий $E_0=10^{11}\div 10^{15}$ эВ [1]. Измерения [1] показали, что дифференциальный энергетический спектр имеет степенной вид с отрицательным показателем. Величина этого показателя $\gamma=2.62\div 2.65$. Кроме того, подобный вид энергетического спектра имеет не только первичный поток с суммарным ядерным составом, но и любая часть этого потока с заданным интервалом масс составляющих ее ядер. Этот факт говорит о том, что механизм ускорения космических частиц в межзвездном пространстве не зависит от их массы и заряда.

Механизм электромагнитного ускорения космических частиц в межзвездном пространстве впервые предложил Э. Ферми [2]. Согласно этому механизму частицы набирают энергию статистически, путем многочисленных

столкновений с хаотически движущимися замкнутыми массивными облаками плазмы. При отражении от них частицы либо получают дополнительную энергию, либо, наоборот, теряют ее. Сам процесс отражения осуществляется за счет действия электромагнитных сил при входе заряженной частицы в область сильного магнитного поля плазменного облака. Однако механизм отражения не влияет на результат ускорения, так как приращение энергии в каждом столкновении носит механический характер (столкновение с тяжелой движущейся стенкой). Поскольку вероятность "встречных" столкновений несколько выше вероятности "догоняющих", результирующий эффект приводит к среднему приращению энергии за одно столкновение $\overline{\Delta E} \sim (u/c)^2 E$, где u — скорость магнитного облака, c — скорость света, E — энергия частицы. В каких-то областях пространства в некоторые периоды времени может действовать регулярное ускорение типа Ферми на фронтах ударных волн [3]. В этом случае среднее приращение энергии частицы на одно столкновение $\overline{\Delta E} \sim (u/c)E$. Столкновительный механизм ускорения Ферми начинает действовать еще при тепловых скоростях частиц, по-

кидающих поверхность звезды. Пространственные области реализации механизма — расширяющиеся оболочки Сверхновых звезд. Результат ускорения зависит от числа соударений частиц с магнитными облаками. Энергетический спектр ускоренных частиц при этом получается степенным [2,4], а максимальная энергия частиц достигает 10^{16} эВ.

Ядерный состав потока первичных космических частиц обычно сравнивают со средней распространенностью ядер вещества Вселенной. Это сравнение необходимо проводить для космических частиц, претерпевших одно и то же число столкновений с магнитными облаками и имеющих одну и ту же скорость. Для этого ядерный состав потока первичных космических частиц измеряют при одной и той же энергии этих ядер на один нуклон [5] (см. табл. 1).

Если в потоке космических частиц фиксировать энергию, приходящуюся на одно ядро, то ядерный состав окажется искаженным. Так как величина показателя интегрального энергетического спектра космических лучей известна ($\gamma - 1 = 1.65$), то интегральная интенсивность каждой группы ядер всех энергий легко пересчитывается (см. табл. 1):

$$I\left(\frac{\text{энергия}}{\text{нуклон}}\right) = I\left(\frac{\text{энергия}}{\text{ядро}}\right) A^{-(\gamma-1)}, \text{ где } I -$$

интегральная интенсивность ($\text{м}^{-2}\cdot\text{ср}^{-1}\cdot\text{с}^{-1}$) группы ядер всех энергий со средним массовым числом равным A .

Сравнение распространенности ядер во Вселенной и в космических лучах в области энергий $2.5 \cdot 10^9$ эВ/нуклон $\leq E_0 < 10^{13}$ эВ/нуклон показывает:

1) при распространении космических лучей через межзвездное вещество ядра вступают в ядерные взаимодействия и фрагментируют на более легкие осколки;

2) тяжелые ядра при тепловой инжекции с поверхности звезд имеют меньшую скорость ионизационных потерь по сравнению с легкими, благодаря чему их относительная доля повышается [4]. По этим причинам ядер группы L (из-за фрагментации) в космических лучах существенно больше, а тяжелых ядер (в результате преимущественной инжекции) несколько больше, чем в среднем во Вселенной.

При энергиях частиц $E_0 > 10^{15}$ эВ прямые измерения ядерного состава из-за низкой плотности потока космических лучей становятся невозможными. Косвенные сведения о ядерном составе в этом случае дает изучение широких атмосферных ливней (ШАЛ) космических лучей на высокогорных станциях и на уровне моря. Основные косвенные методы исследования ядерного состава первичного космического излучения при помощи ШАЛ кратко описаны в [6]. Все косвенные методы основываются на различии в свойствах ШАЛ, образованных протонами и более тяжелыми ядрами. В частности, отношение полного числа мюонов N_μ к полному числу электронов N_e в ШАЛ минимально для первичных протонов и максимально для наиболее тяжелых первичных ядер. Глубина максимума развития ШАЛ с фиксированной энергией имеет наибольшее значение для первичных протонов и минимальна для первичных тяжелых ядер. Решению задачи о ядерном составе первичного космического излучения сверхвысоких энергий препятствуют: 1) использование модельных представлений о развитии ШАЛ, что порождает погрешности в расчете тех или иных его характеристик; 2) естественные физические флуктуации различных параметров ядерного взаимодействия, что

Таблица 1

Ядерный состав первичных космических лучей с энергией $E_0 \geq 2,5 \cdot 10^9$ эВ/нуклон

Группа ядер	Частицы, входящие в группу	Заряд частицы	Среднее массовое число (A)	Интегральная интенсивность, $\text{м}^{-2}\cdot\text{ср}^{-1}\cdot\text{с}^{-1}$	Число частиц на 10^4 протонов	
					В космических лучах	В среднем во Вселенной
P	протоны	1	1	1300	10^4	10^4
α	ядра гелия	2	4	94	720	1600
L	легкие ядра	3÷5	10	2.0	15	10^{-4}
M	средние ядра	6÷9	14	6.7	52	14
H	тяжелые ядра	≥ 10	31	2.0	15	6
VH	очень тяжелые ядра	≥ 20	51	0.5	4	0.06
SH	самые тяжелые ядра	> 30	100	10^{-4}	10^{-3}	$7 \cdot 10^{-5}$
e	электроны	1	1/1836	13	100	10^4

приводит к флуктуациям основных характеристик ШАЛ; 3) погрешности эксперимента, в котором измеряются эти характеристики. Следует отметить, что в ШАЛ, вызванных тяжелыми ядрами, масштаб флуктуаций его характеристик уменьшается благодаря усреднению по большому числу нуклонов, из которых состоят эти ядра. Наиболее перспективным из применяемых методов следует признать определение ядерного состава путем фиксации полной энергии ШАЛ E_0 и глубины максимума его развития x_m по полному потоку и форме импульса черенковского света в ночной, безлунной, безоблачной, незапыленной атмосфере. Есть указания [7] на увеличение доли протонов в первичном спектре космических частиц в интервале энергий $E_0 = 10^{18} \div 10^{19}$ эВ, которые получены из измерений черенковского света ШАЛ на Якутской комплексной установке. К недостаткам этого перспективного метода следует отнести большую статистическую погрешность измеренного ядерного состава, вытекающую из ограниченности времени наблюдения черенковского света. На это указывают и сами авторы экспериментальных исследований [6,7].

В настоящей работе предлагается метод, в котором сорт первичной частицы, дающей начало ШАЛ, также оценивается по глубине максимума его развития в атмосфере. По существу, детально развиваются предложения, которые были высказаны в статьях [8,9,10].

1. Каскадная кривая ШАЛ

Каскадная кривая представляет собой зависимость полного числа частиц ШАЛ, образованного первичной ядерно-активной частицей, от глубины его развития в атмосфере. Она формируется под действием двух сложных физических процессов: ядерно-каскадного и электромагнитно-каскадного, которые идут одновременно.

1.1. Ядерно-каскадный процесс

Первичная космическая частица сверхвысокой энергии ($\geq 10^{15}$ эВ) влетает в атмосферу и сталкивается с ядрами атомов воздуха (азота или кислорода). Эффективное поперечное сечение ядерного взаимодействия нуклона при таких энергиях практически не увеличивается с энергией, поэтому может быть принято постоянным. Это значит, что среднюю длину свободного пробега нуклона в воздухе для ядерного взаимодействия тоже можно считать постоянной и равной $\lambda_0 = 80$ г/см². Налетающее первичное ядро при сверхвысоких энергиях в ядерных взаимодействиях ведет себя как "мешок" с нуклонами, так как энергия взаимо-

действия на много порядков превышает энергию связи нуклонов в ядре. Поэтому нуклоны налетающего ядра сталкиваются с ядрами атомов воздуха независимо друг от друга. Имея в среднем одну и ту же длину свободного пробега (80 г/см²), нуклоны, входящие в состав налетающего ядра, взаимодействуют с ядрами атомов воздуха в разные моменты времени и на различных глубинах, сохраняя общую пространственную конфигурацию из-за сильного релятивистского сжатия продольного размера ансамбля частиц и малости их поперечных импульсов после столкновения. Вопрос о сохранении первичного ядра как целого при этом остается открытым. Будем считать, что первичное ядро с массовым числом A существует до первого столкновения, а в дальнейшем необходимо проследить судьбу A нуклонов, движущихся вдоль первоначальной траектории налетающего ядра и имеющих энергию E_0/A . Характерным свойством ядерных взаимодействий при сверхвысоких энергиях является сохранение первичного (лидирующего) нуклона. Если ввести коэффициент неупругости k ядерного взаимодействия как отношение энергии, переданной в одном взаимодействии вторичным частицам, к начальной энергии налетающего нуклона ($k = \sum_{\mu=1}^n \epsilon_{\mu} / E_0$, где ϵ_{μ} — энергия

μ -ой вторичной частицы, n — полное число частиц), то в среднем он окажется равным $\bar{k} = 0.5$. Нуклон после взаимодействия сохраняется и уносит оставшуюся половину энергии. Заметим, что сохранение лидирующего нуклона понимается в широком смысле: при взаимодействии возможна перезарядка (превращение протона в нейтрон или наоборот) либо замена налетающего нуклона на нуклон ядра мишени (атмосферы), но нуклон в любом случае сохраняется. Тот факт, что $\bar{k} = 0.5$, во-первых, указывает на периферический характер ядерных взаимодействий при сверхвысоких энергиях и, во-вторых, требует возникновения так называемого ядерно-каскадного процесса, в котором лидирующий нуклон претерпевает достаточно много повторных взаимодействий, пока окончательно потеряет энергию или достигнет поверхности Земли. Ядерно-каскадный процесс был открыт в 1949 г. советскими физиками Д. В. Скобельцыным, Н. А. Добротиним и Г. Т. Зацепиным в исследованиях на памирской высокогорной станции. Еще одна особенность ядерных взаимодействий при сверхвысоких энергиях — множественное рождение (примерно в равных количествах) π^+ , π^- , π^0 -мезонов. Подавляющее число вторичных частиц состоит из π -мезонов. Зависимость множественности π -

мезонов от энергии налетающего нуклона определяется моделью ядерного взаимодействия. Будем использовать гидродинамическую модель Ландау [11], поправленную учетом вязкости [12] релятивистской жидкости, которая по современным воззрениям состоит из большого числа виртуальных сильно взаимодействующих частиц (кварк-глюонной плазмы). В этой модели множественность образовавшихся реальных пионов после расширения и разлета взаимодействующей системы растет с энергией налетающей частицы по закону:

$$n = \beta (10^{-3} E_0)^{1/3}. \quad (1)$$

Коэффициент β подбирается из условия согласия с экспериментальными данными [6]. Его величина примерно равна единице ($\beta \approx 1$), если энергия первичной частицы E_0 измеряется в МэВ. Заряженные π -мезоны распадаются на лету на мюоны (антимюоны) и мюонные антинейтрино (нейтрино) ($\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$) со средним собственным временем жизни $\tau_{\pi^\pm} = 2.6 \cdot 10^{-8}$ с или взаимодействуют с ядрами. Нейтральные пионы образуют при быстром распаде на лету ($\tau_{\pi^0} = 8.3 \cdot 10^{-17}$ с) два γ -кванта ($\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$). Последние дают начало электронно-фотонному каскадному процессу, последовательно образуя энергичные электрон-позитронные пары, затем тормозные γ -кванты, снова электрон-позитронные пары и т. д. Таким образом, вырисовывается следующая картина развития широкого атмосферного ливня. Каждый из A нуклонов первичного космического ядра, имея энергию $E_N = E_0/A$, сталкивается с ядрами атомов воздуха, порождая многочисленную группу π -мезонов. Сохранив в среднем половину энергии, каждый из лидирующих нуклонов продолжает релятивистское движение вглубь атмосферы, во время которого происходят очередные каскадные столкновения с ядрами. Параметры ядерных взаимодействий остаются неизменными и в дальнейшем, так как лидирующие нуклоны по-прежнему имеют очень большую энергию. Каждый из нейтральных π -мезонов, рожденный лидирующими нуклонами, практически в точке своего возникновения дает начало двум парциальным электронно-фотонным лавинам. Суммарная лавина, состоящая из большого числа независимых парциальных лавин различной энергии, по мере своего развития в глубину атмосферы "подпитывается" ядерно-каскадным процессом по уже упомянутой схеме. Релятивистский сгусток нуклонов, пионов, фотонов, электронов и позитронов (не считая возможного рождения каких-либо тяжелых час-

тиц) остается чрезвычайно компактным в продольном направлении, но его размер в поперечном направлении становится значительным, так как легкие заряженные частицы (электроны и позитроны) отклоняются от первоначального направления многократным кулоновским рассеянием. Заряженные π -мезоны при сверхвысоких энергиях имеют среднюю длину свободного пробега $\lambda_\pi = 120 \text{ г/см}^2$ (для ядерного взаимодействия) и коэффициент неупругости $k_\pi = 1$. Множественность π -мезонов всех знаков, возникших в пион-ядерных столкновениях, описывается формулой (1), в которую вместо энергии E_0 нужно подставить энергию пионов E_π . Средняя длина пробега заряженных пионов до распада на лету (в г/см^2) будет зависеть от их среднего времени жизни и полной энергии, от длины пробега x лидирующего нуклона, начиная от границы атмосферы до точки их рождения, и от зенитного угла θ_0 оси ШАЛ:

$$\lambda_{dec} = x \left\{ \exp \left[\frac{c \tau_{\pi^\pm} (E_\pi / m_\pi c^2)}{h_0(\theta_0)} \right] - 1 \right\}. \quad (2)$$

Здесь $h_0(\theta_0) = \sqrt{R_\oplus^2 \cos^2 \theta_0 + 2R_\oplus h_0 + h_0^2} - R_\oplus \cos \theta_0$ — релаксационная длина для изменения плотности воздуха в случае движения под зенитным углом θ_0 в стандартной изотермической сферической атмосфере, $R_\oplus = 6.371 \cdot 10^8$ см — средний радиус Земли, $h_0 = 8.408 \cdot 10^5$ см — релаксационная длина при $\theta_0 = 0$, m_π — масса пиона. Выполнение неравенства $\lambda_{dec} \geq \lambda_\pi$ делает взаимодействия пионов более вероятными, нежели распады. Проследить их судьбу с учетом флуктуаций конкурирующих между собой длин свободного пробега и распада достаточно сложно из-за больших затрат вычислительного времени. В то же время сильное дробление энергии первичных взаимодействующих пионов между вторичными приводит к значительному понижению энергии вторичных парциальных электронно-фотонных лавин и, как следствие, к слабому влиянию их на положение максимума развития ШАЛ. Поэтому вклад заряженных пионов в число частиц ШАЛ не вычислялся. На основе предположения о том, что половина числа заряженных пионов распадается, а оставшаяся половина участвует во множественном рождении вторичных пионов, их вклад в число частиц ШАЛ оценен примерно равным вкладу нейтральных пионов. В связи с этим в формулы для расчетов каскадной кривой ШАЛ вводится безразмерный коэффициент $\zeta \approx 2$.

1.2. Флуктуации параметров ядерного взаимодействия

Дифференциальный энергетический спектр первичного космического излучения вплоть до энергии $E_0=3 \cdot 10^9$ МэВ имеет степенной вид [1]:

$$IdE_0 = \text{const} \cdot E_0^{-\gamma} dE_0, \quad (3)$$

где $\gamma=2.65$. Дальнейшее увеличение энергии приводит к возрастанию величины показателя спектра. Мало того, он плохо описывается степенной функцией. В области энергий $10^{17} \div 10^{19}$ эВ, где применим, как будет ясно в дальнейшем, радиолографический метод, показатель дифференциального энергетического спектра по данным Якутской установки ШАЛ $\gamma=3.1$ [13]. Энергия первичного протона или ядра есть случайная величина, распределенная согласно формуле (3). Метод Монте-Карло [14] позволяет моделировать случайные величины и физические процессы. В частности, энергию первичной космической частицы в интервале $E_0=10^{17} \div 10^{19}$ эВ можно моделировать по формуле:

$$E_{0i} = E_0^{\text{пор}} (\alpha_1)_i^{-1/\gamma-1}, \quad (4)$$

где $i=1, 2, 3, \dots$ — порядковый номер первичной частицы; $E_0^{\text{пор}}=10^{11}$ МэВ — ее пороговая энергия, ниже которой не применим радиолографический метод; α_1 — независимые случайные числа, равномерно распределенные в интервале (0,1); $\gamma=3.1$. Ядерный состав первичного космического излучения в области $E_0=10^{17} \div 10^{19}$ эВ будем предполагать таким же, как и в табл. 1, но при одной и той же энергии на ядро (см. табл. 2).

Надо заметить, что механизм ускорения в рассматриваемой области энергий, скорее все-

го, изменяется [13] и ядерный состав космических лучей может оказаться совершенно иным.

Длина свободного пробега каждого из нуклонов, составляющих ядро, для ядерного взаимодействия моделируется известной формулой [14]:

$$\lambda_{ijm} = -\lambda_0 \ln(\alpha_2)_{ijm}, \quad (5)$$

в которой $\lambda_0=80$ г/см²; α_2 — независимые случайные числа, равномерно распределенные в интервале (0,1); $j=1, 2, \dots, A$ — порядковый номер нуклона в первичном ядре; $m=1, 2, 3, \dots$ — порядковый номер каскадного взаимодействия нуклона с номером j , входящего в состав первичного ядра с номером i .

Коэффициент неупругости k ядерного взаимодействия нуклона также является случайной величиной (со средним значением $\bar{k}=0.5$). Ее распределение в интервале (0,1) точно не известно. Как один из вариантов аппроксимации экспериментальных данных можно использовать нормированную плотность вероятности $P(k)$ в виде [15]:

$$P(k)dk = 630k^4(1-k)^4 dk. \quad (6)$$

Тогда коэффициенты неупругости моделируют путем решения интегрального уравнения [14] относительно k_{ijm} :

$$(\alpha_3)_{ijm} = \int_0^{k_{ijm}} P(k) dk. \quad (7)$$

Здесь α_3 — независимые случайные числа, равномерно распределенные в интервале (0,1). Множественность π -мезонов в каждом акте столкновения любого из нуклонов, входящих в состав первичного ядра согласно формуле (1)

Таблица 2

Предполагаемый ядерный состав первичных космических лучей с энергией $E_0 \geq 10^{17}$ эВ/ядро

Группа ядер	Частицы, входящие в группу	Заряд частицы	Среднее массовое число (A)	Число космических частиц на 10^4 протонов
P	протоны	1	1	10^4
α	ядра гелия	2	4	$7,09 \cdot 10^3$
L	легкие ядра	3÷5	10	$6,70 \cdot 10^2$
M	средние ядра	6÷9	14	$4,05 \cdot 10^3$
H	тяжелые ядра	≥ 10	31	$4,33 \cdot 10^3$
				Всего $2,61 \cdot 10^4$

будет уменьшаться с увеличением числа каскадов:

$$n_{ijm} = \beta \left[\frac{10^{-3} E_{0i}}{A} \prod_{m=1}^{m=m} (1 - k_{ij(m-1)}) \right]^{1/3} \quad (8)$$

При $m=1$ коэффициент $k_{ij(m-1)} = 0$. На долю π^0 -мезонов в среднем приходится 1/3 полного числа π -мезонов. Дифференциальный энергетический спектр π^0 -мезонов имеет масштабно-инвариантный характер (то есть его форма слабо зависит от первичной энергии нуклонов) и описывается экспоненциальной формулой вида [16]:

$$d(n_{ijm})_{\pi^0} = \frac{(n_{ijm})_{\pi^0}}{\langle E_{\pi} \rangle_{ijm}} \exp \left\{ - \frac{E_{\pi}}{\langle E_{\pi} \rangle_{ijm}} \right\} dE_{\pi}, \quad (9)$$

в которой E_{π} , $\langle E_{\pi} \rangle$ и E_{0i} измеряются в МэВ. Средняя энергия π -мезонов (всех знаков) любого поколения вычисляется, если известна их множественность n_{ijm} :

$$\langle E_{\pi} \rangle_{ijm} = \frac{k_{ijm} \frac{E_{0i}}{A} \prod_{m=1}^{m=m} (1 - k_{ij(m-1)})}{\beta \left[\frac{10^{-3} E_{0i}}{A} \prod_{m=1}^{m=m} (1 - k_{ij(m-1)}) \right]^{1/3}}.$$

Дифференциальный энергетический спектр γ -квантов из распада π^0 -мезонов имеет вид интегральной экспоненты. При высоких энергиях γ -квантов интегральная экспонента практически не отличается от обычной экспоненты, поэтому спектр γ -квантов можно описать формулой вида (9) [16]:

$$d(n_{ijm})_{\gamma} = \frac{4(n_{ijm})_{\pi^0}}{\langle E_{\pi} \rangle} \exp \left\{ - \frac{2E_{\gamma}}{\langle E_{\pi} \rangle} \right\} dE_{\gamma}. \quad (10)$$

Здесь энергия γ -кванта E_{γ} также измеряется в МэВ.

1.3. Электронно-фотонная лавина ШАЛ

Электронно-фотонная лавина (каскадная кривая) ШАЛ есть результат суммирования всех парциальных лавин, образованных каждым из γ -квантов, по всей глубине развития

ШАЛ как целого. Парциальную каскадную кривую представим в форме аппроксимации Грейзена функции Нишимуры и Каматы [17]:

$$N'(x') = \frac{0.31}{\sqrt{\ln(E_{\gamma}/E_{cr})}} \exp \left[\frac{x'}{x_0} \left(1 - \frac{3}{2} \ln s' \right) \right], \quad (11)$$

в которой $E_{cr}=81$ МэВ – критическая энергия, $x_0=37.1$ г/см² – радиационная длина для фотона в воздухе, x' [г/см²] – толщина слоя воздуха, пройденная парциальной лавиной от места ее зарождения, $s' = \frac{3x'}{x' + 2x_0 \ln(E_{\gamma}/E_{cr})}$ – возраст-

ной параметр парциального ливня, $E_{\gamma} > E_{cr}$. Для суммирования всех парциальных лавин необходимо все толщины x' выразить через толщину x , которая отсчитывается от верхней границы атмосферы ($x=0$) и является глубиной развития ШАЛ как целого:

$$x' = x - \sum_{m=1}^{m=m} \lambda_{ijm}, \quad x' \geq 0. \quad (12)$$

Парциальная лавина, являющаяся суммой лавин одного поколения каскадных π^0 -мезонов, есть результат интегрирования по энергии γ -квантов:

$$N_{ijm}(x) = \frac{1.24(n_{ijm})_{\pi^0}}{\langle E_{\pi} \rangle} \int_{E_{\gamma min}}^{E_{\gamma max}} \frac{1}{\sqrt{\ln(E_{\gamma}/E_{cr})}} \times \exp \left\{ \frac{\left(x - \sum_{m=1}^{m=m} \lambda_{ijm} \right)}{x_0} (1 - 1.5 \ln s_{ijm}) - \frac{2E_{\gamma}}{\langle E_{\pi} \rangle} \right\} dE_{\gamma}. \quad (13)$$

Возрастной параметр s_{ijm} в формуле (13) есть результат подстановки (12) в выражение для s' . Каскадная кривая i -го ШАЛ есть сумма парциальных лавин по двум индексам:

$$N_i(x) = \zeta \sum_{j=1}^{j=A} \sum_{m=1}^{m=12} N_{ijm}(x). \quad (14)$$

Максимальное число каскадов ($m=12$) примерно соответствует прохождению ШАЛ полной толщины атмосферы в вертикальном направлении. На рис. 1 показаны каскадные кривые ШАЛ, вызванных протоном, α -частицей, яд-

рами углерода, фосфора и γ -квантом с первичными энергиями $E_0=10^{17}$ эВ без учета флуктуаций ($\lambda_{ijm}=\lambda_0=80$ г/см², $k_{ijm}=\bar{k}=0.5$). Очевидно, что положение максимума каскадных кривых – главный признак, по которому отличаются ШАЛ, образованные различными первичными частицами.

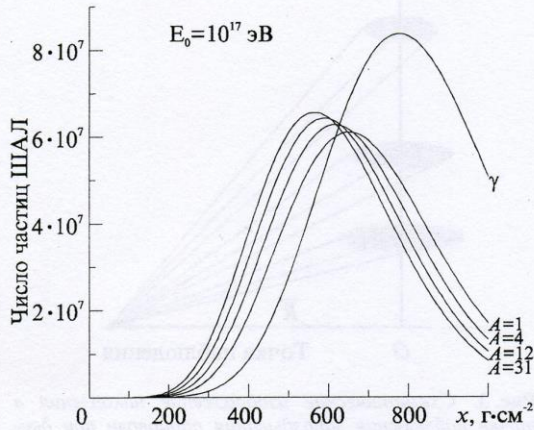


Рис. 1. Каскадные кривые ШАЛ, образованных протоном ($A=1$), α -частицей ($A=4$), ядрами углерода ($A=12$), фосфора ($A=31$) и γ -квантом (γ). Энергия первичной частицы или фотона – $E_0=10^{17}$ эВ

2. Спектр ШАЛ в зависимости от глубины максимума их развития

Используя выражения (4), (5), (7), (8), (13), с помощью формулы (14) можно набрать статистику каскадных кривых ШАЛ с учетом естественных флуктуаций первичной энергии частицы, длин свободного ядерного пробега нуклонов, входящих в ее состав, коэффициентов неупругости ядерного взаимодействия этих нуклонов в области энергий $E_{0i} \geq 10^{17}$ эВ. Статистика не может быть значительной, так как

интенсивность первичного космического излучения в этой области энергий невелика ($I(E_0 \geq 10^{17} \text{ эВ}) \approx 10^{-6} \text{ м}^{-2} \cdot \text{ч}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$). Поэтому ограничимся полным числом событий в 1000 ШАЛ в соответствии с ядерным составом табл. 2. (см. табл. 3).

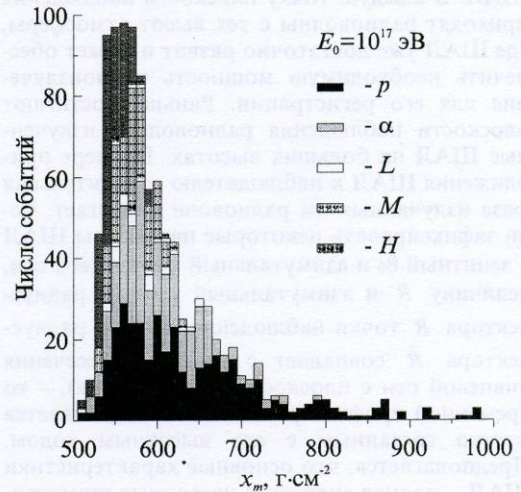


Рис. 2. Число ШАЛ в зависимости от глубины максимума их развития для ядерного состава космических лучей, приведенного в табл. 3. Энергия первичных ядер – $E_0=10^{17}$ эВ

На рис. 2 приведен спектр ШАЛ с фиксированной энергией $E_0=10^{17}$ эВ в зависимости от глубины максимума их развития с учетом естественных флуктуаций параметров ядерных взаимодействий. Очевидно, что форма полученного распределения существенно зависит от принятого ядерного состава потока первичных космических частиц. Во всяком случае при достаточной статистике всегда можно определить наличие в спектре ядер, более тяжелых, чем протоны.

Таблица 3

Число первичных ядер в спектре ШАЛ в зависимости от глубины максимума их развития

Группа ядер	P	α	L	M	H	
Среднее массовое число	1	4	10	14	31	
Число событий	383	271	25	155	166	Всего 1000

3. Радиолограмма ШАЛ

Когерентное синхротронное радиоизлучение ШАЛ, подробно описанное в [18], создает на уровне наблюдения (уровне моря) плоскую радиолограмму. Двумерная интерференци-

онная картина образуется без участия опорной волны, то есть независимо от наблюдателя. Источником когерентных предметных волн служит сам исследуемый объект – широкий атмосферный ливень. В качестве опорной волны можно выбрать одну из предметных волн.

Разность фаз предметных волн отсчитывается относительно фазы этой произвольной опорной предметной волны. Когерентность радиоизлучения ШАЛ как способность к интерференции сохраняется в широком спектральном интервале, поэтому его радиоголограмма немонохроматична. Ее формирование обусловлено главным образом продольным развитием ШАЛ. В каждую точку плоскости наблюдения приходят радиоволны с тех высот атмосферы, где ШАЛ уже достаточно развит и может обеспечить необходимую мощность радиоизлучения для его регистрации. Раньше достигают плоскости наблюдения радиоволны, излученные ШАЛ на больших высотах. По мере приближения ШАЛ к наблюдателю относительная фаза излучаемых им радиоволн нарастает. Если зафиксировать некоторые параметры ШАЛ – зенитный θ_0 и азимутальный ψ_0 углы его оси, величину R и азимутальный угол φ_0 радиус-вектора \vec{R} точки наблюдения (начало радиус-вектора \vec{R} совпадает с точкой пересечения ливневой оси с плоскостью наблюдения), – то временной профиль радиосигнала оказывается жестко связанным с его высотным ходом. Предполагается, что основные характеристики ШАЛ – полная энергия и названные геометрические параметры – определяются экспериментально из независимой регистрации ливневых заряженных частиц. Мощность радиоизлучения как функция глубины развития ШАЛ для наблюдателя превращается в быстро изменяющуюся функцию времени.

3.1. Относительное запаздывание радиоволн как функция глубины развития ШАЛ

Представление о том, как возникает запаздывание радиоволн при движении ШАЛ вглубь атмосферы и как формируется радиоголограмма на уровне моря, дает рис. 3. Ливневой сгусток электронов и позитронов, двигаясь в атмосфере практически со скоростью света, излучает когерентно на всем протяжении своего развития и деградации. Фазовая скорость радиоволн в воздухе также мало отличается от скорости света, поэтому радиосигнал из нижних слоев атмосферы в точку наблюдения приходит позже, чем из верхних. Происходит своеобразная развертка радиоизлучения во времени, которая соответствует продольному развитию ШАЛ. Относительное запаздывание радиоволн вычислялось в работах [9,10] и приводилось в [18]:

$$\Delta t = \frac{1}{c} \left\{ [h_0(\delta) - h_0(\theta_0)] \left[\ln \frac{\rho_0 h_0(\theta_0)}{x} + \eta_0 \right] - \right.$$

$$\left. - \frac{x h_0(\delta)}{\rho_0 h_0(\theta_0)} \eta_0 + R(1 + \eta_0) \sin \theta_0 \cos(\varphi_0 - \psi_0) \right\}. \quad (15)$$

Здесь c – скорость света, $\delta = \arccos(hc \cos \theta_0 / L)$ – зенитный угол, под которым виден ШАЛ из точки наблюдения; $h_0 = 8.408 \cdot 10^5$ см – релаксационная ось ШАЛ

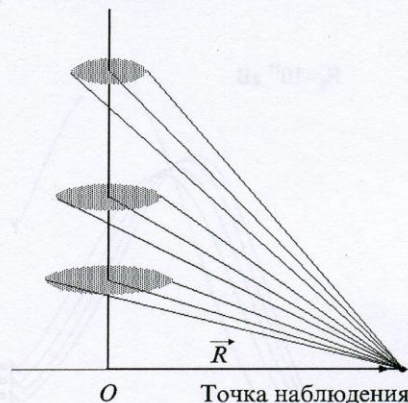


Рис. 3. Схематическое изображение накопления в точке наблюдения запаздывания радиоволн при движении ШАЛ вглубь атмосферы

ционная длина для изменения плотности воздуха в вертикальном направлении атмосферы Земли; $\rho_0 = 1.225 \cdot 10^{-3}$ г/см³ – плотность воздуха на уровне моря для стандартной изотермической атмосферы;

$h_0(\theta_0) = \sqrt{R_{\oplus}^2 \cos^2 \theta_0 + 2R_{\oplus} h_0 + h_0^2} - R_{\oplus} \cos \theta_0$ – релаксационная длина для изменения плотности воздуха в случае движения под зенитным углом θ_0 в стандартной изотермической сферической атмосфере; $h_0(\delta)$ – то же, но в случае движения под зенитным углом δ ; $\eta_0 = 2.92 \cdot 10^{-4}$ – превышение над единицей показателя преломления воздуха на уровне моря;

$L = \left\{ [R \cos \theta_0 \cos(\varphi_0 - \psi_0)]^2 + [R \sin(\varphi_0 - \psi_0)]^2 + [h - R \sin \theta_0 \cos(\varphi_0 - \psi_0)]^2 \right\}^{1/2}$ – расстояние от ливневого сгустка электронов до точки наблюдения; $h = h_0 \ln(\rho_0 h_0 / x)$ – высота над уровнем моря, соответствующая толщине x в г/см² ($\rho_0 h_0 = 1030$ г/см² – полная толщина атмосферы); $h(\theta_0) = h_0(\theta_0) \ln(\rho_0 h_0(\theta_0) / x)$ – расстояние от уровня моря, соответствующее толщине x , при движении под зенитным углом θ_0 . Как уже отмечалось, фиксация θ_0 , ψ_0 , R и φ_0 делает связь между Δt и x однозначной.

3.2. Напряженность поля радиоизлучения ШАЛ на уровне моря

Зависимость напряженности поля когерентного синхротронного радиоизлучения ШАЛ в метровом диапазоне от расстояния R до оси, глубины развития x и других его параметров представляет собой радиолограмму. Для наблюдателя, находящегося на уровне моря, она будет функцией времени Δt , так как $x=x(\Delta t)$ согласно (15). За выяснением всех подробностей расчета и физического смысла входящих в окончательное выражение функций мы отправляем читателя к работе [18]. Здесь же мы приводим результат вычислений, сохраняя обозначения, которые использовались в [18], при значении напряженности магнитного поля Земли $H=0.5 \text{ Э}$:

$$E_a(R, x, E_0, \theta_0, \psi_0, \varphi_0) \approx \int_{E_{ch}}^{E_{ch}} dE \int_{f_{min}}^{f_{max}} F(E)N(x)P(\theta)F(\theta, f)\Phi(f, s) \times \\ \times W_1 W_2 dE_a(f, R, x, E_0, \psi_0, \varphi_0, E) + \int_{E_{ch}}^{\infty} dE \int_{f_{min}}^{f_{max}} F(E)N(x)\theta F(\theta, f)\Phi(f, s) \times \\ \times W_1 W_2 W_3 dE_a(f, R, x, E_0, \theta_0, \psi_0, \varphi_0, E) \quad (16)$$

Интегрирование по энергии разбито на два интеграла, которые "сшиваются" при пороговой энергии черенковского излучения электрона в атмосфере: $E_{ch} \approx mc^2(\sqrt{2\eta} - 1)$,

($\eta = \eta_0 \frac{x}{\rho_0 h_0(\theta_0)}$, m – масса электрона). Пределы

интегрирования по частоте:

$$f_{min} = 0.7154(mc^2 + E)^{-1}, \quad f_{max} = 2.33(mc^2 + E)^2.$$

Аналитические выражения подынтегральных функций приведены ниже. Напряженность поля синхротронного излучения ливневого электрона в приближении сплошного спектра в интервале частот df : $dE_a \approx 9.0 \cdot 10^{-11} \frac{\sin\chi}{L} (E + mc^2)^{7/6} f^{1/6} df$, где

χ – угол между направлением оси ливня и направлением геомагнитного поля (питч-угол),

$$\sin\chi = [1 - (\sin\theta_H \sin\theta_0 \cos\psi_0 + \cos\theta_H \cos\theta_0)^2]^{1/2},$$

$\theta_H = 22^\circ$ – зенитный угол направления геомагнитного поля на широте Харькова (f измеряется в МГц, E – в МэВ, E_a – в В/м). Дифференциальный энергетический спектр электронов

$$\text{ШАЛ} \quad F(E)dE = 0.84 \cdot 2.3 \cdot E_{cr}^{-1} \frac{sdE}{(1 + 2.3 \cdot E_{cr}^{-1} E)^{s+1}},$$

где s – эффективный возрастной параметр ШАЛ. Поскольку каскадная кривая ШАЛ есть сумма парциальных лавин (см.(14)), то s не имеет явного аналитического выражения. Тем не менее его можно представить для уже рассчитанной каскадной кривой (14) в виде: $s = \frac{3(x - \lambda_0)}{(x - \lambda_0) + 2(x_m - \lambda_0)}$. Кас-

кадная кривая $N(x)$ описывается формулой (14). Интерференционный множитель

$$F(\theta, f) \approx \left(1 + \left[\frac{1.81 \cdot 10^{-3} h_0(\theta_0) f \sin\theta}{x} \right]^2 \right)^{-1/2}, \quad \text{где}$$

$\theta = \arccos[(h - R \sin\theta_0 \cos(\varphi_0 - \psi_0))/L]$ – текущий угол многократного кулоновского рассеяния ливневых электронов. Введение интерференционного множителя равносильно представлению ШАЛ движущимся точечным когерентно излучающим объектом, в котором имеется весь набор приводимых здесь характеристик. Угловое распределение электронов ШАЛ

$$P(\theta)d\theta = \frac{2\theta}{\langle\theta^2\rangle} \exp\left[-\frac{\theta^2}{\langle\theta^2\rangle}\right] d\theta. \quad \text{В нём средний}$$

квадрат угла многократного кулоновского

$$\text{рассеяния} \quad \langle\theta^2\rangle = 0.613 \left(\frac{2.3E_s}{E_{cr}} \right)^2 \left(1 + \frac{2.3}{E_{cr}} E \right)^{-2},$$

$E_s = 21 \text{ МэВ}$. Фазовый множитель

$$\Phi(f, s) = \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + (2\pi 10^{-3} fs)^2} \times \\ \times \left\{ \left[\frac{2\alpha^2}{\alpha^2 + (2\pi 10^{-3} fs)^2} - 1 \right] \cos(2\pi 10^{-3} f\Delta t) - \right. \\ \left. - \frac{4\pi\alpha 10^{-3} fs}{\alpha^2 + (2\pi 10^{-3} fs)^2} \sin(2\pi 10^{-3} f\Delta t) \right\},$$

где $\alpha = 0.8$, если Δt измеряется в нс, f – в МГц. $W_1 = [1 + \exp(\Re/\ell - 1)]^{-1}$ – множитель, учитывающий конечность пробега ливневых электронов, в котором $\Re \approx (E + mc^2)\lambda/mc^2$ – путь формирования синхротронного излучения в см; λ – длина волны в см; mc^2 и E – соответственно энергия покоя и кинетическая энергия электрона в МэВ; $\ell \approx 0.5\rho^{-1}E$ – длина пробега электрона в см на

высотах, где воздух имеет плотность $\rho = \frac{x}{h_0(\theta_0)}$.

$$W_2 \approx \left\{ \left[1 - \left(\frac{mc^2}{mc^2 + E} \right)^2 \right] \left[1 - \frac{3}{7} \left(\frac{mc^2}{mc^2 + E} \right)^2 \right] \right\}^{1/2} - \text{множи-}$$

тель, учитывающий степень направленности синхротронного излучения в сторону наблюдателя. $W_3 \approx 2 \cdot 10^{-3} \sqrt{f}$ – множитель, учитывающий степень направленности синхротронного излучения при энергиях электронов выше черенковского порога. Частота f измеряется в МГц.

3.3. Численные результаты

Представим результаты вычислений напряженности поля радиоизлучения по формуле (16) для вертикальных ШАЛ с энергией $E_0 = 10^{17}$ эВ, образованных протоном, α -частицей, ядрами углерода, фосфора и γ -квантом, каскадные кривые которых были показаны на рис. 1. Следует подчеркнуть, что, в отличие от оптической голограммы, радиоголограмма не может быть записана на двумерный или трехмерный носитель информации с непрерывной структурой. Ее регистрация производится антенной системой с дискретной структурой. Поэтому вся радиоголограмма состоит из набора дискретных радиоголограмм, зарегистрированных в отдельных пунктах плоскости наблюдения. При этом, отдельные части голограммы сохраняют информацию об исследуемом объекте, но при более низком качестве. На рис. 4, 5, 6, 7 и 8 представлены дискретные радиоголограммы ШАЛ на

уровне моря в точке наблюдения, отстоящей от его оси соответственно на 50, 100, 150, 200 и 300 м. За начало отсчета радиоголограммы принят момент времени достижения точки наблюдения фронтом условной радиоволны, пришедшей из бесконечности [10]. Относительное запаздывание Δt , вычисляемое по формуле (15), отсчитывается как раз от этого момента времени. Сгусток частиц приосевой части ШАЛ опережает фронт этой условной радиоволны на $\Delta t = -h_0(\theta_0)\eta_0/c$ (то есть, от 8 нс для вертикального до 300 нс для горизонтального ШАЛ). По этой причине, на расстояниях $R < 120$ м радиоголограммы опережают начало отсчета. Кроме того, Δt по абсолютной величине сначала нарастает, а потом начинает убывать, дважды проходя через одно и то же значение. На расстояниях $R > 120$ м время Δt

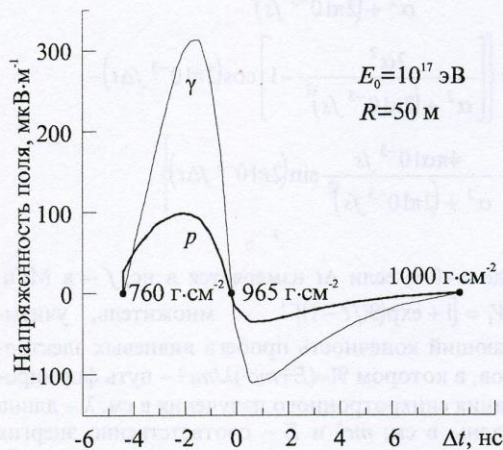


Рис. 4. Радиоголограммы ШАЛ, вызванных протоном (p) и γ -квантом (γ) с энергиями $E_0 = 10^{17}$ эВ, на расстоянии $R = 50$ м от их оси

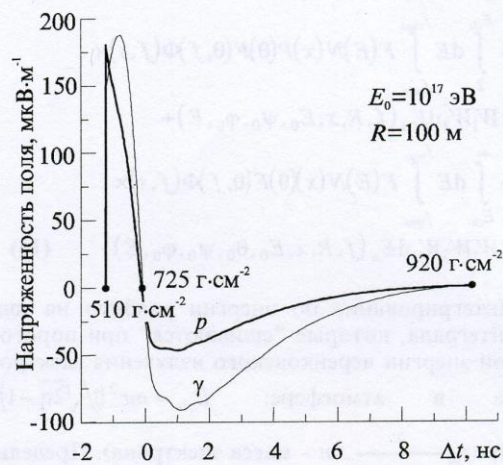


Рис. 5. То же на расстоянии $R = 100$ м

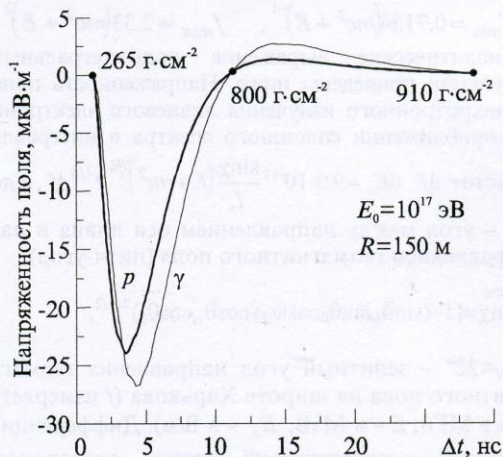


Рис. 6. То же на расстоянии $R = 150$ м

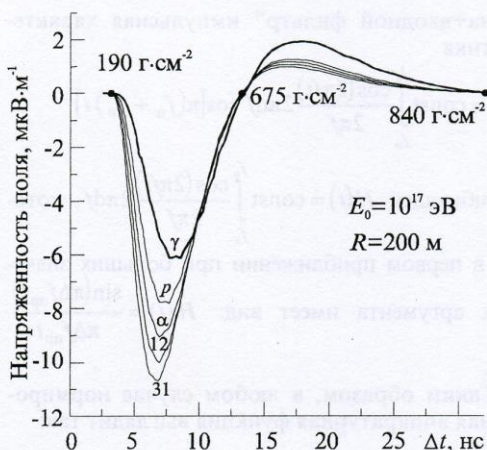


Рис. 7. Радиолограммы ШАЛ, образованных γ -квантом (γ), протоном (p), α -частицей (α), ядрами углерода ($A=12$) и фосфора ($A=31$) с энергиями $E_0=10^{17}$ эВ, на расстоянии $R=200$ м от их оси

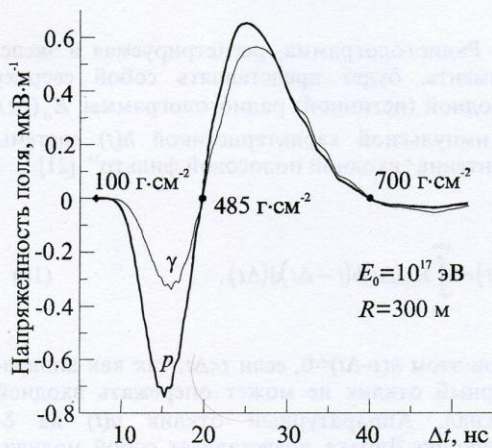


Рис. 8. То же, что и на рис. 4-6, но на расстоянии $R=300$ м

становится положительным и изменяется в одном направлении. Фактически, волновой фронт радиоизлучения имеет коническую поверхность, которая наклонена к плоскости наблюдения под углом $\sim 1^\circ$. Все экспериментальные установки ШАЛ фиксируют момент времени прихода частиц на плоскость наблюдения, поэтому начало отсчета радиолограммы может быть определено независимым образом. Каждая из показанных на рис. 4-8 дискретных радиолограмм несет информацию о каскадной кривой ШАЛ в определенных границах их высотного хода (см. цифры на графиках у точек пересечения нулевого уровня). А отношение уровней радиосигналов при фиксированных значениях R и $\Delta t = \Delta t(x)$ в пределах длительности импульсов равно отношению числа

частиц ШАЛ с различными каскадными кривыми (см. рис. 1) в точках $x=x(\Delta t)$. Таким образом, приблизительно можно считать, что дискретные радиолограммы на фиксированных расстояниях R и при фиксированных значениях углов θ_0, ψ_0, ϕ_0 в пересчете на одну излучающую частицу любого ШАЛ одинаковы. Небольшое различие обусловлено несовпадением формы энергетических спектров электронов (позитронов) ШАЛ $F(E)dE$ при одних и тех же значениях x , которая зависит от величины эффективного возрастного параметра s . Электронный избыток ШАЛ ($\leq 8\%$), возникающий из-за аннигиляции позитронов с электронами среды (атмосферы), также является функцией энергетического спектра ливневых частиц, но в формулы для расчета радиолограмм не был введен. Все амплитуды радиоимпульсов пропорциональны $\sin \chi$, поэтому будут зависеть от угловых координат ШАЛ.

Процедура получения вида каскадной кривой состоит в делении значений дискретных экспериментальных радиолограмм на значения предварительно вычисленной на одну ливневую частицу (при $N(x)=1$) радиолограммы при $R, \theta_0, \psi_0, \phi_0 = \text{const}$ в соответствующих точках $\Delta t = \Delta t(x)$. Флуктуационный фон восстановленного изображения каскадной кривой индивидуального ШАЛ будет тем меньше, чем большее число дискретных экспериментальных радиолограмм на различных расстояниях R будет получено.

4. Экспериментальные возможности

В настоящее время среди действующих экспериментальных установок ШАЛ можно выделить две наиболее подходящих для осуществления с их помощью радиолографического метода: Якутская установка ШАЛ (республика Саха Российской Федерации) и установка ШАЛ Акено (Япония). Обе они имеют площадь ~ 20 км² и регистрируют ШАЛ в интервале энергий $10^{17} \div 10^{20}$ эВ. По условиям приема радиоизлучения ШАЛ Якутская установка предпочтительнее из-за более низкого уровня промышленных, радиовещательных и телевизионных помех (40 км от Якутска). Названные экспериментальные установки в своей центральной части могут быть дополнены некоторым количеством радиолографических регистраторов, которые позволят получить уникальные данные о ядерном составе первичного космического излучения сверхвысоких энергий. Радиолографические регистраторы в своем составе должны иметь приемную антенну, предварительный и основной высокочастотные (ВЧ) усилители, систему записи информации, систему управления и синхронизации с

системой детектирования заряженных частиц ШАЛ. Основные требования к устройствам радиологического регистратора – сверхширокополосность, стабильность основных параметров во времени, высокое временное разрешение, высокая чувствительность, отсутствие амплитудного детектирования на выходах основных усилителей. Радиологические регистраторы должны работать в непрерывном режиме за исключением системы записи информации, которая должна функционировать в ждущем режиме: запись осуществляется только по команде системы управления и синхронизации в момент детектирования ШАЛ. Современное развитие радио- и вычислительной техники исключает возникновение проблем в создании устройств, входящих в состав радиологического регистратора. Кроме того, детальное описание этих устройств не входит в задачу данной статьи. Но в радиологическом регистраторе имеется принципиальный узел, который кардинально влияет на качество полученной информации: приемная антенна в комбинации с входным фильтром. Принципиальная важность входного узла состоит в том, что в эксперименте регистрируется не истинная радиолограмма (см. рис. 4-8), а аппаратный отклик на нее. И чем меньше различий между ними, тем более качественным получится экспериментальный результат. Очевидно, что полосы пропускания частот антенны и входного фильтра должны быть как можно более широкими. В частности, в настоящем расчете вклад в интерференцию радиоволн с высокими частотами ощущался вплоть до частот $f=1200$ МГц. Будем считать, что антенна не ограничивает полосу пропускания входного фильтра. В этом случае аппаратной функцией антенны будет ее действующая длина. Для резонансных антенн она вычисляется на резонансной частоте и служит размерным постоянным коэффициентом перехода от напряженности поля радиоизлучения к напряжению на выходе антенны. Для частотно-независимых нерезонансных антенн этот коэффициент обратно пропорционален частоте f . Аппаратурной функцией входного фильтра является его импульсная характеристика $h(t)$ и ее огибающая $H(t)$. Для системы “резонансная антенна+входной фильтр”

$$h(t) = \frac{\sin(\pi\Delta f_{\text{пр}}t)}{\pi\Delta f_{\text{пр}}t} \cos[\pi(f_{\text{н}} + f_{\text{в}})t],$$

а ее огибающая $H(t) = \frac{\sin(\pi\Delta f_{\text{пр}}t)}{\pi\Delta f_{\text{пр}}t}$ [19]. Здесь

$f_{\text{н}}$, $f_{\text{в}}$, $\Delta f_{\text{пр}}$ – соответственно нижняя и верхняя частоты фильтра и его полоса пропускания. Для системы “частотно-независимая ан-

тенна+входной фильтр” импульсная характеристика

$$h(t) = \text{const} \int_{f_{\text{н}}}^{f_{\text{в}}} \frac{\cos(2\pi ft)}{2\pi f} 2\pi df \cos[\pi(f_{\text{н}} + f_{\text{в}})t]$$

с огибающей $H(t) = \text{const} \int_{f_{\text{н}}}^{f_{\text{в}}} \frac{\cos(2\pi ft)}{2\pi f} 2\pi df$, которая в первом приближении при больших значениях аргумента имеет вид: $H(t) = \frac{\sin(\pi\Delta f_{\text{пр}}t)}{\pi\Delta f_{\text{пр}}t}$ [20].

Таким образом, в любом случае нормированная аппаратурная функция выглядит так:

$$h(t) = \frac{\sin(\pi\Delta f_{\text{пр}}t)}{\pi\Delta f_{\text{пр}}t} \cos[\pi(f_{\text{н}} + f_{\text{в}})t]. \quad (17)$$

Радиолограмма, регистрируемая в эксперименте, будет представлять собой свертку входной (истинной) радиолограммы $E_a(\Delta t)$ с импульсной характеристикой $h(t)$ системы “антенна+входной полосовой фильтр” [21]:

$$u(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} E_a(\Delta t) h(t - \Delta t) d(\Delta t). \quad (18)$$

При этом $h(t-\Delta t)=0$, если $t < \Delta t$, так как аппаратурный отклик не может опережать входной сигнал. Аппаратурный отклик $u(t)$ на δ -функцию Дирака представляет собой модулированное колебание на средней частоте фильтра $f_{\text{ср}}$. Его период должен быть существенно меньше длительности входного импульса. В этом идеальном случае фильтр должен повторять форму истинной радиолограммы $E_a(\Delta t)$. На практике, из-за ограниченности полосы пропускания входных регистрирующих устройств, точного повторения не происходит. Единственная экспериментальная попытка получения формы импульсов когерентного радиоизлучения ШАЛ в полосе пропускания от 30 до 70 МГц была предпринята в работе [22]. В ней приведены примеры эюр напряжения, представляющие собой аппаратурный отклик на входной радиоимпульс ШАЛ. К сожалению, в этой работе не определялись расстояние R и значения углов θ_0 , ψ_0 и ϕ_0 , а также проводилось амплитудное детектирование, поэтому сравнение с настоящим расчетом не представляется возможным.

Заключение

В настоящей работе описана уникальная возможность измерения вида каскадной кривой ШАЛ, образованных первичными космическими частицами различных сортов и энергий. Эта задача интересна сама по себе, так как позволяет следить за особенностями (флуктуациями) ядерно-каскадного процесса в индивидуальных ШАЛ и точнее определять их энергию. Кроме того, накопление числа детально изученных ШАЛ открывает путь к определению ядерного состава первичного космического излучения сверхвысоких энергий. В свою очередь, ядерный состав потока космических частиц в значительной степени зависит от механизма их ускорения.

Использование радиологического метода возможно только при наличии экспериментальной установки, в которой регистрация и изучение ШАЛ осуществляется путем детектирования заряженных частиц.

Литература

1. Н. Л. Григоров, В. Е. Нестеров, И. Д. Раппопорт и др. Ядерная физика. 1970, **11**, с.1058.
2. E. Fermi. Phys. Rev. 1949, **75**, p.1169.
3. Е. Г. Бережко, В. К. Ёлшин, Г. Ф. Крымский, С. И. Петухов. Генерация космических лучей ударными волнами. Новосибирск, Наука, Сибирское отделение, 1988, 182 с.
4. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский. Происхождение космических лучей. Москва, Наука, 1963, 384 с.
5. Физика космоса. Маленькая энциклопедия. Под редакцией Р. А. Сюняева. Москва, Советская энциклопедия, 1986, 783 с.
6. М. Н. Дьяконов, Т. А. Егоров, Н. Н. Ефимов, А. А. Иванов, В. А. Колосов, А. А. Михайлов, М. И. Правдин, И. Е. Слепцов. Космическое излучение предельно высокой энергии. Новосибирск, Наука, Сибирское отделение, 1991, 252 с.
7. М. Н. Дьяконов, Т. А. Егоров, А. А. Иванов, С. П. Кнуренко, В. А. Колосов, С. И. Никольский, В. Н. Павлов, И. Е. Слепцов. Письма в ЖЭТФ. 1989, **50**, вып. 10, с. 408-410.
8. V. D. Volovik, I. I. Zaljubovsky, V. T. Lazurik-Eltsufin, G. A. Chekhutsky, E. S. Shmatko. Proc. 12th Int. Conf. Cosmic Rays, Hobart, 1971, **6**, p. 2172.
9. A. T. Kaminsky and E. S. Shmatko. Proc. 15th Int. Cosmic Ray Conf., Plovdiv, 1977, **8**, p. 490.
10. В. Д. Воловик, И. И. Залюбовский, Г. С. Сафронов и Е. С. Шматко. Изв. АН СССР. Сер. физ. 1985, **49**, №7, с. 1365.
11. Л. Д. Ландау. Изв. АН СССР. Сер. физ. 1953, **17**, с. 51.
12. А. А. Емельянов. Труды ФИАН. 1965, **29**, с. 169.
13. Н. Н. Ефимов, Д. Д. Красильников, С. И. Никольский, В. Б. Атрашкевич, Г. Б. Христиансен. В книге "Проблемы физики космических лучей". Москва. Наука. 1987, с. 186-199.
14. Г. А. Михайлов. Некоторые вопросы теории методов Монте-Карло. Новосибирск, Наука, Сибирское отделение, 1974, 142 с.
15. Ю. А. Фомин. Дис...канд. физ.-мат. наук. Москва, МГУ, 1972.
16. В. С. Мурзин, Л. И. Сарычева. Множественные процессы при высоких энергиях. Москва, Атомиздат, 1974. 368 с.
17. Б. Росси, К. Грейзен. Взаимодействие космических лучей с веществом. Москва, ИЛ, 1948.
18. В. М. Карташев, Е. С. Шматко. Радиопизика и радиоастрономия. 1997, **2**, №2, с. 152-164.
19. В. Г. Алексеева. Расчёт формы сигналов. Ленинград, Энергия, 1968.
20. Е. Янке, Ф. Эмде, Ф. Лёш. Специальные функции. Москва, Наука, 1968, 344 с.
21. И. С. Гоноровский. Радиотехнические цепи и сигналы. Часть 1. Москва, Советское радио, 1966, 440 с.
22. I. A. Borshkovsky, V. D. Volovik, I. I. Zalyubovsky, A. D. Ivanov, V. M. Kartashov, V. I. Kobizskoy, E. S. Shmatko. Proc. 11th Int. Conf. on Cosmic Rays, Budapest 1969. Acta Physica Academiae Scientiarum Hungaricae, 1970, **29**, Suppl. 3, pp. 757-761.

Radioholographic Method of Determination of Nuclear Composition of High Energy Primary Cosmic Particles

V. M. Kartashov, E. S. Shmatko

The calculation of discrete radioholograms which are formed by coherent radio-emission of an extensive air shower (EAS) in the separate observation points at different distances from its axis has been performed. The radiohologram synthesis became feasible owing to the time lag of radio waves arriving to the point of observation being definitively related to the depth of the development of the individual extensive air shower in the atmosphere. It is shown, that it is possible to reconstruct the cascade curve view using several discrete radioholograms in the plane of observation. The radioholographic method of obtaining the cascade curve view for the individual extensive air shower makes the basis for the method of measuring the nuclear composition of high energy primary cosmic particles.