

Метод наблюдения космических гамма-квантов сверхвысоких энергий посредством регистрации импульсов когерентного радиоизлучения широких атмосферных ливней

В.М. Карташев, Е.С. Шматко

*Харьковский государственный университет,
310077, Харьков, пл. Свободы, 4, Украина*

Статья поступила в редакцию 5 марта 1997 г., после переработки 19 сентября 1997 г.

Предложен новый метод наблюдения космических гамма-квантов с энергией $\geq 10^{13}$ эВ посредством регистрации импульсов когерентного радиоизлучения широких атмосферных ливней. Проведен расчет пространственного распределения поля радиоизлучения ливней, образованных гамма-квантами с энергией $\geq 10^{13}$ эВ. Описан проект радиотелескопа нового типа, предназначенный для экспериментальной реализации предлагаемого метода.

Запропоновано новий метод спостереження космічних гамма-квантів з енергією $\geq 10^{13}$ еВ шляхом реєстрації імпульсів когерентного радіовипромінювання широких атмосферних злив. Зроблено розрахунок просторового розподілу поля радіовипромінювання злив, котрі утворюються гамма-квантами з енергією $\geq 10^{13}$ еВ. Розроблено проект радіотелескопа нового типу, призначеного для експериментальної реалізації запропонованого методу.

Введение

История исследования когерентного радиоизлучения широких атмосферных ливней (ШАЛ) началась с теоретических работ [1,2], в которых было указано на наличие электронного избытка в ШАЛ и на возможность его когерентного черенковского излучения в метровом и декаметровом диапазонах радиоволн. Первые наблюдения этого эффекта осуществили Дж. Джелли и др. [3] и В.Д. Воловик с сотр. [4,5]. Была подтверждена когерентная природа радиоизлучения ШАЛ. Черенковский механизм когерентного излучения электронного избытка не был отвергнут, но его вклад в сравнении с синхротронным механизмом радиоизлучения всех электронов и позитронов ШАЛ в геомагнитном поле оказался невелик. Дальнейшие исследования характеристик радиоизлучения ШАЛ проводились на установках ШАЛ МГУ, Якутска, Лидса, Сиднея. Результаты публиковались в трудах Международных и Всесоюзных конференций по космическим лучам, в основном, в 60-70-х годах. В 80-х годах исследования радиоизлучения ШАЛ продолжались лишь в Якутске, а в остальных лабораториях они были свернуты, так как не оправдались надежды на радиоизлучение как основу нового метода детектирования сверхмощных ШАЛ ($E_0 \geq 10^{18}$ эВ). Эффективная площадь регистрации ШАЛ по его радиоизлучению оказалась невелика. Причина, которая, с од-

ной стороны, обеспечила возможность экспериментального обнаружения эффекта, а с другой, - ограничила величину эффективной площади регистрации ШАЛ, одна и та же - когерентность. Наличие когерентности приводит к интерференции. Интерференция, с одной стороны, усиливает эффект радиоизлучения в N_e раз (N_e - число излучающих когерентно электронов ШАЛ). С другой стороны, интерференция сужает пространственное распределение радиоизлучения и делает невозможной эффективную регистрацию сверхмощных ШАЛ. Авторы работы [6] пытались найти применение эффекта для радиоголографии ШАЛ. Надо сказать, что ШАЛ - единственный движущийся природный объект, который на уровне наблюдения создает радиоголограмму с помощью своего собственного когерентного источника радиоизлучения. Радиоголограмма чувствительна к форме каскадной кривой ШАЛ. Форма каскадной кривой зависит от сорта первичной частицы, что дает шанс на измерение доли протонов, альфа частиц и группы средних и тяжелых ядер в целом в космических лучах сверхвысоких энергий ($>10^{16}$ эВ). Реализация предложения требовала значительных средств и поддержки научной общественности. Ни того, ни другого не было, и интерес к радиоизлучению ШАЛ был в значительной мере утрачен. И тем не менее, возможности применения эффекта не исчерпаны. В настоящей работе предлагается использовать когерентное радиоизлучение для круглосуточного всепогодного слежения за локальны-

ми космическими источниками гамма-квантов с энергией 10^{13} эВ и выше.

1. Пространственное распределение радиоизлучения ШАЛ

Благодаря тому, что ливень имеет небольшую толщину, радиоизлучение от него когерентно. Спектральное и угловое распределения радиоизлучения каждой отдельной частицы ШАЛ описываются формулами теории синхротронного излучения электрона (позитрона). Излучение с данным механизмом возникает в магнитном поле Земли в момент рождения электрона (позитрона) и существует вплоть до поглощения последнего. В силу релятивизма частиц ШАЛ случайное рождение новых электрон-позитронных пар взамен поглотившихся не меняет начальную фазу радиоизлучения относительно ливневого сгустка и не разрушает когерентности. Поляризация излучения электрона и позитрона одинакова (противоположны заряды, но противоположны и линейные скорости их вращения) и не приводит к когерентному гашению радиоволн в отличие от черенковского радиоизлучения. В области энергий ливневых частиц выше черенковского порога начинает играть роль черенковское радиоизлучение электронного избытка. Меняется угловое распределение синхротронного радиоизлучения, которое направлено в этом случае также под черенковским углом, так как поле излучения отстаёт от частицы. На уровне наблюдения формируется короткий волновой пакет в результате интерференции радиоволн, излученных электронами (позитронами) в различных участках ливневого сгустка и на различных высотах в атмосфере. Средний угол многократного кулоновского рассеяния электронов (позитронов) ШАЛ превосходит угловую ширину синхротронного и черенковского излучений. Несмотря на это, угловое распределение когерентного радиоизлучения ШАЛ формируется не вследствие рассеяния частиц, а под влиянием интерференции волн, излучаемых ливнем на всем протяжении его высотного хода. Что касается многократного кулоновского рассеяния электронов, то оно уменьшает плотность потока радиоизлучения в первом интерференционном максимуме пространственного распределения.

Далее рассматриваются метод и детали расчета пространственно-частотного распределения радиоизлучения ШАЛ. Расчет предполагает интегрирование по глубине развития ливня, по энергии энергетического и по радиусу радиального распределений ливневых частиц, по углу углового распределения радиоизлучения отдельных электронов, по толщине продольного распределения числа частиц в ливневом сгустке. Чтобы понизить кратность интегрирования и облегчить расчет, предварительно делаются некоторые предположения, а вместо отдельных интегралов вводятся уп-

рощенные соотношения. Кроме того, учитываются эффекты, связанные с тем, что радиоизлучение генерируется в довольно плотной среде.

1.1. Атмосфера Земли как мишень для взаимодействий космических частиц и излучений

Из статистической физики известно, что плотность атмосферного воздуха ρ при подъеме в вертикальном направлении изменяется по барометрической формуле:

$$\rho = \rho_0 \exp\left(-\frac{h}{h_0}\right),$$

где $\rho_0 = 1,225 \cdot 10^{-3}$ г/см³ – плотность воздуха на уровне моря, h – высота над уровнем моря, $h_0 = 8,408 \cdot 10^5$ см – релаксационная длина для изменения плотности воздуха в стандартной изотермической атмосфере.

Толщина вещества dx (в г/см²), проходимая частицей в атмосфере от высоты $h+dh$ до высоты h

$$dx = \rho dh = \rho_0 \exp\left(-\frac{h}{h_0}\right) dh.$$

Толщина вещества x , проходимая частицей в атмосфере при движении из бесконечности до высоты h

$$x = \rho_0 \int_h^\infty \exp\left(-\frac{h'}{h_0}\right) dh' = \rho_0 h_0 \exp\left(-\frac{h}{h_0}\right).$$

Полная толщина атмосферы (при $h=0$) $\rho_0 h_0 = 1030$ г/см².

Толщина вещества x , проходимая частицей в атмосфере при движении из бесконечности под зенитным углом θ_0 :

$$x = \rho_0 h_0(\theta_0) \exp\left[-\frac{h(\theta_0)}{h_0(\theta_0)}\right],$$

где

$h(\theta_0) = \sqrt{R_\oplus^2 \cos^2 \theta_0 + 2R_\oplus h_0 + h_0^2} - R_\oplus \cos \theta_0$ – является релаксационной длиной для изменения плотности воздуха, но в случае движения под углом θ_0 к вертикали в стандартной изотермической сферической атмосфере ($R_\oplus = 6,371 \cdot 10^8$ см – средний радиус Земли). Высота h над уровнем моря заменяется расстоянием $h(\theta_0)$ от точки наблюдения до точки, соответствующей

длине пробега x (в г/см²) частицы, вдоль ее направления движения. Если задано x , то известно и расстояние до точки наблюдения:

$$h(\theta_0) = h_0(\theta_0) \ln \left[\frac{\rho_0 h_0(\theta_0)}{x} \right].$$

В частности, полная толщина сферической атмосферы в горизонтальном направлении ($\theta_0=90^\circ$) $x=40\,000$ г/см², а соответствующая релаксационная длина для изменения плотности воздуха $h_0(90^\circ) \approx 3,27 \cdot 10^7$ см.

Показатель преломления воздуха на любой высоте в атмосфере может быть представлен в виде [7]:

$$n = 1 + \eta = 1 + \eta_0 \exp \left(- \frac{h}{h_0} \right),$$

где $\eta_0=2,92 \cdot 10^{-4}$ - превышение показателя преломления воздуха над единицей на уровне моря. В общем случае движения частицы под зенитным углом θ_0 пройденному ею количеству вещества x будет соответствовать показатель преломления

$$n(x) = 1 + \eta_0 \frac{x}{\rho_0 h_0(\theta_0)}.$$

Максимальный угол черенковского излучения в воздухе на любой высоте находится из условия когерентности при скорости частицы порядка скорости света:

$$\cos \theta_{ch} \approx \frac{1}{n} = \frac{1}{1 + \eta}.$$

Тогда

$$\begin{aligned} \sin \theta_{ch} &\approx \theta_{ch} \approx \sqrt{1 - \frac{1}{(1 + \eta)^2}} \approx \\ &\approx \sqrt{2\eta} = \sqrt{2\eta_0 \frac{x}{\rho_0 h_0(\theta_0)}}. \end{aligned}$$

На пороге черенковского излучения $\beta=1/n$, где $\beta=v/c$, v - скорость частицы, c - скорость света. Тогда пороговая кинетическая энергия электрона

$$\begin{aligned} E_{ch} &= m c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) \approx \\ &\approx m c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{2\eta}} - 1 \right). \end{aligned}$$

На уровне моря $\theta_{ch} \approx 1,38^\circ$, $E_{ch} \approx 20,6$ МэВ. При увеличении высоты максимальный черенковский

угол будет уменьшаться, а пороговая кинетическая энергия электрона E_{ch} будет расти.

1.2. Учет конечности пробега ливневых электронов

ШАЛ генерирует радиоволны синхротронного происхождения на всем протяжении своего развития и деградации. Но суммарное поле излучения складывается из полей излучений отдельных электронов (позитронов), которые имеют в атмосфере конечные длины пробегов. Путь формирования синхротронного радиоизлучения \mathcal{R} имеет величину порядка длины радиоволны в системе отсчета, связанной с излучающим электроном. Если длина пробега электрона ℓ на высотах, которым соответствует плотность воздуха ρ , окажется короче, чем путь формирования \mathcal{R} его радиоизлучения, последнее скачкообразно уменьшается. Введем множитель $W_1 \sim 1$ в том случае, когда длина пробега электрона $\ell > \mathcal{R}$, и $W_1 \ll 1$, когда $\ell < \mathcal{R}$. Наиболее приемлема запись W_1 в форме распределения Ферми:

$$W_1 = [1 + \exp(\mathcal{R} / \ell - 1)]^{-1},$$

где $\mathcal{R} \approx (E + mc^2)\lambda / mc^2$ - путь формирования синхротронного излучения в см, λ - длина волны в см, mc^2 и E - соответственно энергия покоя и кинетическая энергия электрона, $\ell \approx 0,5 \cdot \rho^{-1} E$ - длина пробега электрона в см на высотах, где воздух имеет плотность ρ [8]. Энергии mc^2 и E измеряются в МэВ.

1.3. Напряженность поля излучения ливневого электрона на уровне моря

Поток мощности радиоизлучения (Вт/м²)

$$\Pi = \frac{E_a^2}{120\pi},$$

где E_a - напряженность поля излучения в В/м.

Напряженность поля синхротронного излучения ливневого электрона на частотах ниже максимума интенсивности [9]

$$E_a \approx 7,6 \cdot 10^{-11} \left(\frac{\sin \chi}{L} \right) f^{1/6} (E + mc^2)^{2/3} \sqrt{\Delta f}, \quad (1)$$

где $\sin \chi = [1 - (\sin \theta_H \sin \theta_0 \cos \psi_0 + \cos \theta_H \cos \theta_0)^2]^{1/2}$, χ - угол между направлением движения ливня и направлением геомагнитного поля (питч-угол), θ_H и θ_0 - зенитный угол геомагнитного поля и оси ШАЛ, соответственно; ψ_0 - азимутальный угол оси ШАЛ, f - частота излучения в МГц; Δf - поло-

са частот, в которой регистрируется излучение, в МГц; $L = \{[R \cos \theta_0 \cos(\varphi_0 - \psi_0)]^2 + [R \sin(\varphi_0 - \psi_0)]^2 + [h - R \sin \theta_0 \cos(\varphi_0 - \psi_0)]^2\}^{1/2}$ - расстояние от ливневого электрона до точки наблюдения, R - расстояние от следа оси ШАЛ в плоскости наблюдения до точки наблюдения, φ_0 - азимутальный угол радиус - вектора \vec{R} ; h - расстояние ливневого сгустка от плоскости наблюдения вдоль оси ШАЛ. При записи формулы (1) предполагалось, что низкая частота регистрации ($f=34$ МГц) позволяет использовать асимптотическую аналитическую формулу для интенсивности синхротронного излучения [9], так как $f < f_{\max}$ (f_{\max} - частота максимума интенсивности излучения) в пределах энергетического спектра ливневых электронов.

1.4. Дифференциальный энергетический спектр ливневых электронов

Вид энергетического спектра ливневых электронов задан в работе [10] аппроксимационной формулой, которая применима и в нашем случае

$$F(E)dE = 0,84 \left(\frac{2,3}{E_{cr}} \right) \frac{s dE}{\left(1 + \frac{2,3}{E_{cr}} E \right)^{s+1}},$$

где $s = 3x[x + 2x \ln(E_0/E_{cr})]^{-1}$ - возрастной параметр ливня, $E_{cr} = 81$ МэВ - критическая энергия для электронов в воздухе, $x_0 = 37,1$ г/см² - радиационная длина для электрона в воздухе, E_0 - первичная энергия гамма-кванта в МэВ. Энергия ливневого электрона также измеряется в МэВ. Критическая энергия E_{cr} - энергия электронов, при которой их потери на ионизацию и тормозное излучение равны. Определение физической величины x дано в разделе 1.1.

1.5. Каскадная кривая

Зависимость полного числа частиц ШАЛ N от глубины x его развития в атмосфере называется каскадной кривой. Каскадная кривая ШАЛ от первичного гамма-кванта представляется в форме аппроксимации Грейзена функции Нишимуры и Каматы [11]:

$$N(x) = \frac{0,31}{\sqrt{\ln\left(\frac{E_0}{E_{cr}}\right)}} \exp\left[\frac{x}{x_0} \left(1 - \frac{3}{2} \ln s\right)\right].$$

1.6. Угловое распределение ливневых электронов

Угловое распределение ливневых электронов формируется многократным кулоновским рассеянием, которое можно представить как процесс двумерного случайного блуждания. Вероятность найти частицу в интервале $[\theta, \theta + d\theta]$ дается выражением [12]:

$$P(\theta)d\theta = \frac{2\theta}{\langle \theta^2 \rangle} \exp\left(-\frac{\theta^2}{\langle \theta^2 \rangle}\right) d\theta,$$

в котором средний квадрат угла многократного кулоновского рассеяния взят из работы [10]:

$$\langle \theta^2 \rangle = 0,613 \left(\frac{2,3 E_s}{E_{cr}} \right)^2 \left(1 + \frac{2,3}{E_{cr}} E \right)^{-2}.$$

$E_s = 21$ МэВ. Угол θ вычисляется через расстояние от ливневой частицы до точки наблюдения следующим образом:

$$\theta = \arccos \frac{h - R \sin \theta_0 \cos(\varphi_0 - \psi_0)}{L}.$$

1.7. Учет степени направленности синхротронного излучения в сторону наблюдателя

В настоящей работе предполагается, что радиоизлучение отдельных многократно рассеянных электронов распространяется в сторону наблюдателя вдоль их траектории. На самом деле, излучение распределено вокруг направления движения частицы в конусе с углом при вершине $\sim mc^2/(mc^2 + E)$ в релятивистском случае, а при $E \rightarrow 0$ оно ведет себя подобно дипольному излучению. Отношение интенсивности в направлении наблюдателя к полной интенсивности приведено в [9]. В соответствии с [9] вводим множитель, учитывающий степень направленности синхротронного излучения в сторону наблюдателя

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

При $E \rightarrow \infty$, $W_2 \rightarrow 1$. Если $E \rightarrow 0$, $W_2 \rightarrow 0$.

1.8. Учет степени направленности синхротронного излучения при энергиях электронов выше черенковского порога

Ранее отмечалось, что при энергиях электронов выше черенковского порога их синхротронное излучение будет направлено под черенковским углом. Черенковское излучение является излучением среды, поляризованной кулоновским полем

заряженной частицы. Поскольку среда неподвижна, то эффект Доплера относительно неподвижного наблюдателя не возникает. В синхротронном излучении реализуется эффект Доплера, поэтому в системе отсчета, связанной с излучающим электроном, длина волны возрастает. Это приводит к более сильному по сравнению с черенковским излучением дифракционному уширению черенковского конуса синхротронного радиоизлучения на конечной длине пробега электрона. Если длина пробега электрона до поглощения $\ell \approx 0,5 \cdot \rho^{-1} E$, то дифракционная ширина черенковского конуса

$$\Delta\theta_{dif} \sim \frac{\lambda(E + mc^2)}{mc^2} / (\ell \cdot \theta_{ch}).$$

Теперь введем множитель W_3 , учитывающий степень направленности синхротронного излучения при энергиях электронов выше черенковского порога:

$$W_3 \approx \sqrt{\frac{\theta_{ch}}{\Delta\theta_{dif}}} \approx \sqrt{\frac{\ell \cdot \theta_{ch}^2 mc^2}{\lambda(E + mc^2)}} \approx 2 \cdot 10^{-3} \sqrt{f},$$

в котором f измеряется в МГц. В рамках приведенных рассуждений получается, что вклад электронов при энергиях выше черенковского порога в суммарное поле радиоизлучения незначителен.

1.9. Интерференционный множитель Аскарьяна

Как уже упоминалось, ливень имеет небольшую толщину. Его когерентное радиоизлучение претерпевает интерференцию. Под малыми углами θ к оси ШАЛ сложение радиоволн от ливневых частиц происходит с малой разностью фаз. Мощность излучения в этом случае пропорциональна квадрату числа заряженных частиц. При увеличении этого угла разность фаз нарастает, а интерференция все менее усиливает эффект. Результат интерференции в значительной мере зависит от формы радиального распределения электронов и позитронов ШАЛ. Представляя функцию радиального распределения электронов ШАЛ аппроксимационной формулой

$$\phi(r) = const \cdot r^{-1} \exp\left(-\frac{r}{a}\right),$$

где a - среднеквадратический радиус ливня, $\phi(r)$ - плотность числа частиц, Аскарьян получил результат интерференции в виде монотонной функции угла θ [2]:

$$F(\theta, f) \approx \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2\pi \cdot a \cdot f}{c} \sin\theta\right)^2}}.$$

На уровне моря среднеквадратический радиус ливня $a = 7 \cdot 10^3$ см (или $\Delta x = 8,657$ г/см²). На любых высотах в атмосфере $a = 8,657/\rho$, где ρ - соответствующая плотность воздуха, поэтому $F(\theta, f)$ есть функция глубины проникновения ШАЛ:

$$F(\theta, f) \approx \frac{1}{\sqrt{1 + \left[\frac{1,81 \cdot 10^{-3} h_0(\theta_0) f \sin\theta}{x}\right]^2}}.$$

Как и раньше, частота f измеряется в МГц, x - в г/см², $h_0(\theta_0)$ - в см. Введение интерференционного множителя Аскарьяна равносильно представлению ШАЛ движущимся точечным когерентно излучающим объектом.

1.10. Фазовый множитель

Широкий атмосферный ливень излучает радиоволны на протяжении своего высотного хода. В точку наблюдения они приходят с различным относительным запаздыванием, так как их пути от точки излучения до точки наблюдения неодинаковы. Это запаздывание было подсчитано в работе [6]:

$$\Delta t = \frac{1}{c} \left\{ \left[h_0(\delta) - h_0(\theta_0) \right] \left(\ln \frac{\rho_0 h_0(\theta_0)}{x} + \eta_0 \right) - \frac{x \cdot h_0(\delta)}{h_0 \rho_0 h_0(\theta_0)} \eta_0 + R(1 + \eta_0) \sin\theta_0 \cos(\varphi_0 - \psi_0) \right\}.$$

Здесь $\delta = \arccos(h \cos\theta_0 / L)$ - зенитный угол направления \vec{L} из точки наблюдения до ливневого электрона. Фазовый множитель определяется интегрированием по запаздыванию частиц в ливневом сгустке:

$$\Phi = \int_0^\infty D(t') \cos[2\pi f(\Delta t + t')] dt',$$

где $D(t') = \alpha^2 s^{-1} t' \exp(-s^{-1} \alpha t')$ - продольное распределение числа частиц по толщине ливня [13], t' - запаздывание частиц относительно фронта ливневого сгустка, s - возрастной параметр ливня, $\alpha = 0,8$, если t' измеряется в наносекундах (нс). Интегрирование элементарно, и явный вид фазового множителя представляется формулой:

$$\Phi(f, s) = \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + (2\pi \cdot 10^{-3} fs)^2} \times \left\{ \left[\frac{2\alpha^2}{\alpha^2 + (2\pi \cdot 10^{-3} fs)^2} - 1 \right] \cos(2\pi \cdot 10^6 f\Delta t) - \frac{4\pi \cdot \alpha 10^{-3} fs}{\alpha^2 + (2\pi \cdot 10^{-3} fs)^2} \sin(2\pi \cdot 10^6 f\Delta t) \right\}$$

Как и в формуле (1), f выражается в МГц.

1.11. Напряженность поля радиоизлучения ШАЛ на уровне моря

Функция пространственного распределения напряженности поля когерентного радиоизлучения ШАЛ на уровне моря есть результат интерференции радиоволн, испущенных ливневыми электронами различных энергий из различных точек его высотного хода. Чтобы ее получить, необходимо напряженность поля радиоизлучения отдельной частицы умножить на число ливневых электронов (как функцию их энергии и глубины развития ШАЛ), на угловое распределение многократно рассеянных частиц, на интерференционный множитель Аскарьяна, на фазовый множитель, а также учесть конечность длины пробега электронов в атмосфере и степень направленности излучения в сторону наблюдателя путем умножения на заранее вычисленные коэффициенты W_1 , W_2 и W_3 . После этого, результат необходимо проинтегрировать по энергии ливневых электронов и по толщине атмосферы, пройденной ШАЛ в процессе его развития и поглощения.

$$E_a(f, R, E_0) \approx \int_{150}^{h(\theta_0)} dx \int_{E_{ch}}^{E_0} E_a(f, E, R, x, \theta_0, \chi) F(E) P(\theta) N(x) F(\theta, f) \times \times \Phi(f, s) W_1 W_2 dE + \int_{150}^{300} dx \int_{E_{ch}}^{E_0} E_a(f, E, R, x, \theta_0, \chi) \times \times F(E) P(\theta) N(x) F(\theta, f) \Phi(f, s) W_1 W_2 W_3 dE. \quad (2)$$

Верхний предел интегрирования по x соответствует полной толщине атмосферы. Нижний предел, равный 150 г/см², соответствует расстоянию $h(\theta_0)$, на котором ливень начинает развиваться. Интегрирование по энергии разбито на два интеграла, которые сшиваются при пороговой энергии черенковского излучения электрона в атмосфере. Эта энергия зависит от глубины проникновения ШАЛ. Нижний и верхний пределы интегрирования по энергии выбраны из соображений малости

вклада в излучение энергетического спектра электронов ниже и выше этих пределов. На рис. 1 показаны рассчитанные по формуле (2) функции пространственного распределения когерентного радиоизлучения ШАЛ, вызванного гамма-квантами с энергиями $E_0=10^7, 10^8, 10^9, 10^{10}$ МэВ, направление прихода которых имеет зенитный угол $\theta_0=90^\circ$ и азимутальный угол $\psi_0=0^\circ$, при

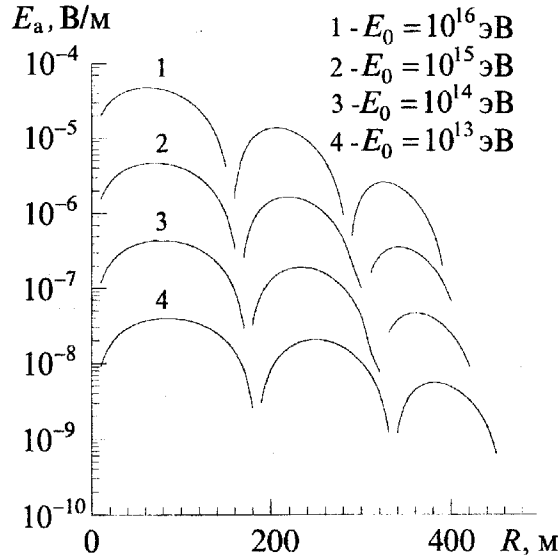


Рис. 1. Пространственное распределение когерентного радиоизлучения ШАЛ, рожденных космическими гамма-квантами с энергией E_0 . Зенитный угол θ_0 ШАЛ принят равным 90° . Распределения построены для уровня моря в плоскости, перпендикулярной оси ШАЛ. Рабочая частота $f=34$ МГц, полоса пропускания $\Delta f=8$ МГц

средней частоте излучения $f=34$ МГц и полосе пропускания, равной 8 МГц. Зенитный угол геомагнитного поля принят равным 22° , а $\phi_0-\psi_0=90^\circ$. Чтобы получить значение напряженности поля излучения на ее действующую длину. Рис. 1 наглядно демонстрирует, что ширина пространственного распределения радиоизлучения ШАЛ ограничена интерференцией. Поэтому радиотелескоп, предназначенный для детектирования радиоизлучения ШАЛ, должен иметь соответствующую эффективную площадь. Спектральное распределение когерентного радиоизлучения ШАЛ (рис. 2) получено из той же формулы (2) для энергии гамма-квантов $E_0=10^{10}$ МэВ на расстояниях $R=50, 75, 100, 200$ и 300 м. Очевидно, что и спектральное распределение сильно ограничено интерференцией. Поэтому диапазон рабочих частот следует выбирать в относительно низкочастотной части распределения. Ниже описываются свойства радиотелескопа, предназначенного для регистрации космических гамма-квантов сверхвысоких энергий.

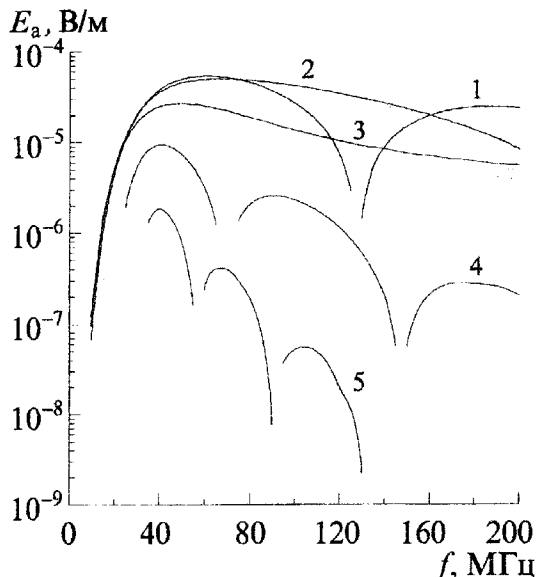


Рис. 2. Спектральное распределение когерентного радиоизлучения ШАЛ, рожденного гамма-квантами с $E_0=10^{16}$ эВ, на различных расстояниях от его оси: 1-50 м, 2-75 м, 3-100 м, 4-200 м и 5-300 м. Полоса пропускания $\Delta f=1$ МГц

2. Приемный радиотелескоп

2.1. Общие положения

Назначение приемного радиотелескопа - обеспечить регистрацию когерентного радиоизлучения от ливней с энергией $E_0 \geq 10^{13}$ эВ. Он должен иметь широкую полосу пропускания для выделения короткого сигнала на фоне шумов космоса и антропогенных помех, следящую за источником диаграмму направленности с шириной $\sim 1^\circ$ (то есть, порядка величины угла конуса радиоизлучения), надежную защищенность от промышленных помех, приходящих под большими зенитными углами. Всем перечисленным требованиям удовлетворяет аддитивный широкополосный корреляционный радиотелескоп. В нем производится суммирование огибающих высокочастотного сигнала, принятого отдельными элементами радиотелескопа, после широкополосного усиления амплитуды их несущих частот и линейного или квадратичного амплитудного детектирования. На выходе радиотелескопа суммируются только коррелированные во времени импульсные сигналы, прошедшие линейные временные ворота. При значительной по размерам апертуре радиотелескопа и широкой полосе пропускания его элементов возможно формирование достаточно узкого единственного луча с немеханическим движением. Ширина диаграммы направленности будет зависеть от размера апертуры и величины разрешающего времени схемы совпадений.

2.2. Апертурные характеристики

План в горизонтальной плоскости одного из возможных вариантов радиотелескопа показан на рис. 3. Его элементы расположены на концентрических окружностях. Координаты элементов в горизонтальной плоскости ($z=\text{const}$):

$$x_{ik} = R_k \cos\left(\frac{2\pi}{N_k} i\right), \quad y_{ik} = R_k \sin\left(\frac{2\pi}{N_k} i\right).$$

Здесь $k=1, 2, 3, 4$ - порядковый номер окружности; $i=1, 2, \dots, N_k$ - порядковый номер элемента на k -ой окружности; N_k - число элементов на k -ой окружности: $N_1=16, N_2=32, N_3=64, N_4=128$; R_k - радиус k -ой окружности: $R_1=50$ м, $R_2=100$ м, $R_3=200$ м, $R_4=300$ м. Полное число элементов радиотелескопа равно 240.

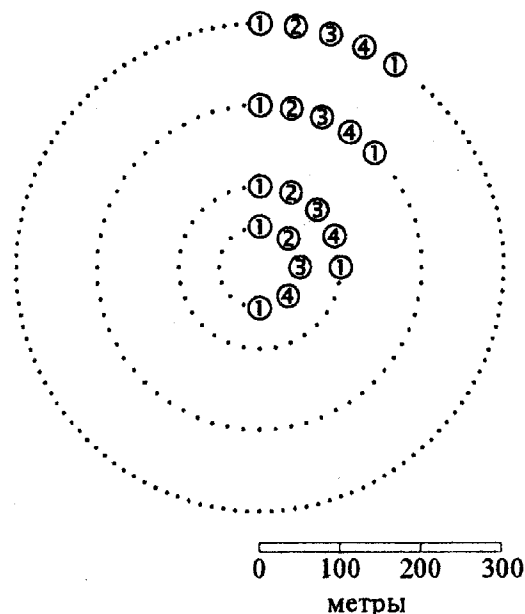


Рис. 3. План расположения элементов радиотелескопа в горизонтальной плоскости.

Элементы находятся на четырех концентрических окружностях с радиусом 50, 100, 200 и 300 м и образуют 4 группы с порядковыми номерами $j=1, 2, 3, 4$ (см. раздел 2.2). Элементы группы чередуются для наблюдения равноценных условий приема радиоизлучения ШАЛ каждой группой в том случае, когда ось ливня будет пересекать периферийную часть радиотелескопа

2.3. Элементы радиотелескопа

Когерентное радиоизлучение ШАЛ дает интерференционную картину в плоскости наблюдения тем более широкую, чем больше его длина волны. Так как диапазон КВ неприемлем для регистрации радиоизлучения ШАЛ из-за большого числа принимаемых радиостанций и значительно-го уровня атмосферных помех (что обуславлива-

ется непрозрачностью ионосферы), то наиболее оптимальной является длинноволновая часть диапазона ультракоротких волн (УКВ), то есть волны с длинами $\lambda \leq 10$ м. В диапазоне УКВ немало служебных, радиовещательных и телевизионных станций, поэтому практически рабочий диапазон лежит между 30 и 40 МГц со средней частотой $34 \div 35$ МГц. Для определенности будем считать рабочей частоту $f=34$ МГц при полосе пропускания $\Delta f=8$ МГц. Элементом радиотелескопа может служить широкополосный симметричный горизонтальный полуволновой вибратор типа диполя Надененко [14], ориентированный поперек силовых линий геомагнитного поля. Возможны и другие решения, например, антенна типа "двойной квадрат" в широкополосном исполнении или пары плоских линейно поляризованных спиральных антенн. Начальное ориентирование радиотелескопа в зенит ($\theta_0=0$) требует соединительных кабелей равной длины и одинаковых электрических временных задержек в высокочастотных и низкочастотных усилителях и других устройствах на пути сигнала вплоть до сумматора амплитуд импульсов, усиленных каждым каналом. Всякое отклонение направления регистрации от вертикального приводит к появлению апертурных временных задержек, которые в приближении плоского фронта излучения связаны с координатами элементов и угловыми координатами ШАЛ соотношениями:

$$\Delta \tau_{ik} = \frac{1}{c} (x_{ik} \sin \theta_0 \cos \psi_0 + y_{ik} \sin \theta_0 \sin \psi_0), \quad (3)$$

где c - скорость света. Формула (3) задает закономерность введения электрических задержек в каждом из 240 каналов радиотелескопа, если известны угловые координаты (θ_0, ψ_0) источника гамма-квантов сверхвысоких энергий. Независимо от знака ("-" - опережение, "+" - отставание) ко всем задержкам прибавляется одна и та же отрицательная величина, равная (по модулю) максимальной из вычисленных по формуле (3). После этого все расчетные отрицательные задержки компенсируются равными по величине реальными линиями задержки. Процедура введения линий задержки обеспечивает ориентирование радиотелескопа в точку с угловыми координатами θ_0, ψ_0 . Замена сферического фронта потока радиоизлучения ШАЛ плоским приводит к погрешности в θ_0 и ψ_0 . Сделаем оценки этих погрешностей. Радиус кривизны фронта радиоизлучения равен или несколько больше расстояния до максимума развития ШАЛ. Глубина максимума развития ливня, на которой его полное число частиц достигает максимального значения (см. раздел 1.5), оценивается в [1] при помощи выражения:

$$x_{\max} \approx x_0 \ln \left(\frac{E_0}{E_{cr}} \right).$$

Расстояние до максимума развития ШАЛ рассчитывается по формуле:

$$h_{\max}(\theta_0) = h_0(\theta_0) \ln \left[\frac{\rho_0 h_0(\theta_0)}{x_{\max}} \right].$$

Для вертикальных ШАЛ расстояние до максимума будет меняться от $h_{\max}=7,2$ км ($E_0=10^7$ МэВ) до $h_{\max}=3,35$ км ($E_0=10^{10}$ МэВ). Максимальная погрешность в измерении θ_0 составит

$$\Delta \theta_0 = \frac{180 \left[\sqrt{h_{\max}^2 + R_4^2} - h_{\max} \right]}{\pi R_4},$$

т.е. будет меняться от $1,2^\circ$ для $E_0=10^7$ МэВ до $2,6^\circ$ для $E_0=10^{10}$ МэВ. $R_4=300$ м - максимальный радиус радиотелескопа (см. раздел 2.2). Масштаб погрешностей по зенитному углу требует использования в реальном эксперименте линий задержки для качания диаграммы направленности радиотелескопа, рассчитанных в приближении сферического фронта пакета радиоволн. На периферии ШАЛ измеряемый в эксперименте радиус кривизны фронта радиоизлучения будет уменьшаться. Это связано с уширением импульса радиоизлучения и уменьшением его амплитуды по мере удаления от оси ШАЛ, что может внести дополнительное запаздывание в срабатывание импульсных устройств. Для контроля направления диаграммы направленности радиотелескопа целесообразно использовать Луну, которая служит экраном для заряженных частиц, гамма-квантов и космического радиоизлучения и имеет угловую ширину $\sim 0,5^\circ$.

2.4. Временные характеристики

Полоса пропускания каждого из элементов радиотелескопа принята равной $\Delta f=8$ МГц. Длительность по основанию главного лепестка импульсной характеристики элемента $\tau=2/\Delta f$. Длительность переднего фронта этого импульса $\sim 1/\Delta f$. Формируя импульсы по амплитуде и длительности, равной $1/\Delta f=0,125$ мкс, можно получить разрешающее время схемы совпадений $\tau=2/\Delta f=0,25$ мкс. При диаметре апертуры радиотелескопа $D=600$ м найдем минимальный зенитный угол θ_0 : $\theta_0=\arcsin(\tau c D^{-1}) \approx 7,2^\circ$. Это слишком большая величина для того, чтобы наблюдать точечные источники гамма-квантов. Поэтому элементы радиотелескопа разбиваются на 4 идентичные группы так, как показано на рис. 3. Затем, введением постоянных линий задержки ось диаграммы направленности каждой из групп от-

клоняется на зенитный угол $\theta_0=7^\circ$ и азимутальный угол, соответственно, $\psi_0=0^\circ$, $\psi_0=90^\circ$, $\psi_0=180^\circ$ и $\psi_0=270^\circ$ так, чтобы у них оставалась перекрывающаяся направленная в зенит область общей шириной $\sim 0,4^\circ$. Координаты элементов радиотелескопа, принадлежащих одной из 4-х групп, легко определяются:

$$x_{ikj} = R_k \cos\left(\frac{2\pi}{N_k} j + \frac{8\pi}{N_k} i\right),$$

$$y_{ikj} = R_k \sin\left(\frac{2\pi}{N_k} j + \frac{8\pi}{N_k} i\right),$$

где $k=1, 2, 3, 4$ - порядковый номер окружности, $j=1, 2, 3, 4$ - порядковый номер группы элементов, $i=0, 1, 2, \dots, (N_k/4 - 1)$ - порядковый номер элемента.

Вычисление величин фиксированных линий задержки для ориентирования групп элементов производится по формулам (3) и по методике, изложенной в разделе 2.3:

$$\left(\Delta\tau_{ikj}\right)_{fx} = \frac{\sin\theta_0}{c} \times \\ \times \left[x_{ikj} \cos\psi_0 + y_{ikj} \sin\psi_0 \right] - R_k.$$

2.5. Структурная схема радиотелескопа

Радиотелескоп разбит на 4 равноценных группы из 60 элементов каждая. Геометрическое расположение элементов в группах показано на рис. 3. Структура радиотелескопа изображена на рис. 4. Каждый из элементов снабжен предусилителем, который расположен на самом элементе. Все предусилители идентичны. Их назначение - обеспечить максимальное отношение сигнал/шум. Электрическое питание к каждому предусилителю можно подводить либо по сигнальному коаксиальному кабелю из центрального помещения, либо из источников, расположенных нелокально в пределах апертуры радиотелескопа. Усиленные высокочастотные сигналы по коаксиальным кабелям одинаковой длины поступают в центральное помещение, где все 240 идентичных усилителей собраны в 4 группы, соответствующие 4-м группам элементов. Далее производится амплитудное детектирование с одновременным формированием импульса по длительности при помощи дифференцирующих RC-цепочек ($RC=\tau=2/\Delta f$) и усиление импульсными усилителями до необходимого уровня. В каждой группе имеется набор фиксированных линий задержки, при помощи которых они ориентируются на соответствующие угловые координаты. В данном случае, это $\theta_0=7^\circ$ и $\psi_0=0^\circ$, 90° , 180° и 270° . А радиотелескоп в целом направ-

лен в зенит и имеет ширину диаграммы направленности $\sim 0,4^\circ$. Для ее качания применяются управляемые аналоговые линии задержки с сосредоточенными параметрами, так как спектр частот после амплитудного детектирования переместился в интервал $0 \div 8$ МГц. Время задержки меняется дискретно при помощи некоторого исполнительного устройства (электронного коммутатора), управляемого компьютером. Пройдя управляемые аналоговые линии задержки, сигнал поступает на 60-канальный амплитудный сумматор, в котором происходит линейное суммирование амплитуд в пределах группы элементов. Просуммированный сигнал разделяется по двум каналам: аналоговому и цифровому. В цифровых каналах формируется амплитуда и длительность сигнала, а также вырабатывается импульс совпадений. Аналоговый канал содержит фиксированную аналоговую линию задержки для компенсации запаздывания в формирователе и схемах совпадений, линейный нормально запертый электронный ключ (линейные ворота) и 4-канальный амплитудный сумматор. Линейные ворота отпираются импульсом совпадений и пропускают полезный сигнал. Выходной 4-канальный сумматор практически увеличивает сигнал в 4 раза, после чего его амплитуда записывается на некоторый носитель информации вместе с другими данными: датой, временем регистрации, θ_0 , ψ_0 . При помощи компьютера можно организовать не только слежение за источником, но и модуляцию источника путем периодического качания диаграммы направленности радиотелескопа. Это может облегчить вычитание фоновых событий от протонных ШАЛ.

3. Скорость счета гамма-квантов с энергией

$$E \geq 10^{13} \text{ эВ}$$

Будем условно считать, что эффективная и геометрическая площади радиотелескопа и пороги регистрации протонных и гамма-ливней при этой энергии равны, а ширина диаграммы направленности $\Delta\theta=0,4^\circ$. Тогда скорость счета фоновых протонных ШАЛ $N_p \approx 100 \text{ ч}^{-1}$ [15]. В частности, гамма-кванты от точечного источника Лебедь X-3 будут регистрироваться со скоростью $N_\gamma \approx 45 \text{ ч}^{-1}$ [16]. К сумме этих двух величин добавится скорость счета радиоимпульсов космического шума, попадающих в телесный угол радиотелескопа. Сделаем необходимые оценки этой скорости счета. Известно, что на частоте $f=34$ МГц мощность космических шумов в течение суток меняется в пределах $(2 \div 4) \cdot 10^{-20} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \text{ Гц}^{-1}$ [17]. Причем, усреднение спектрального потока мощности космических шумов проведено в телесном угле со значением $\sim \pi$. Переходя к телесному углу радиотелескопа

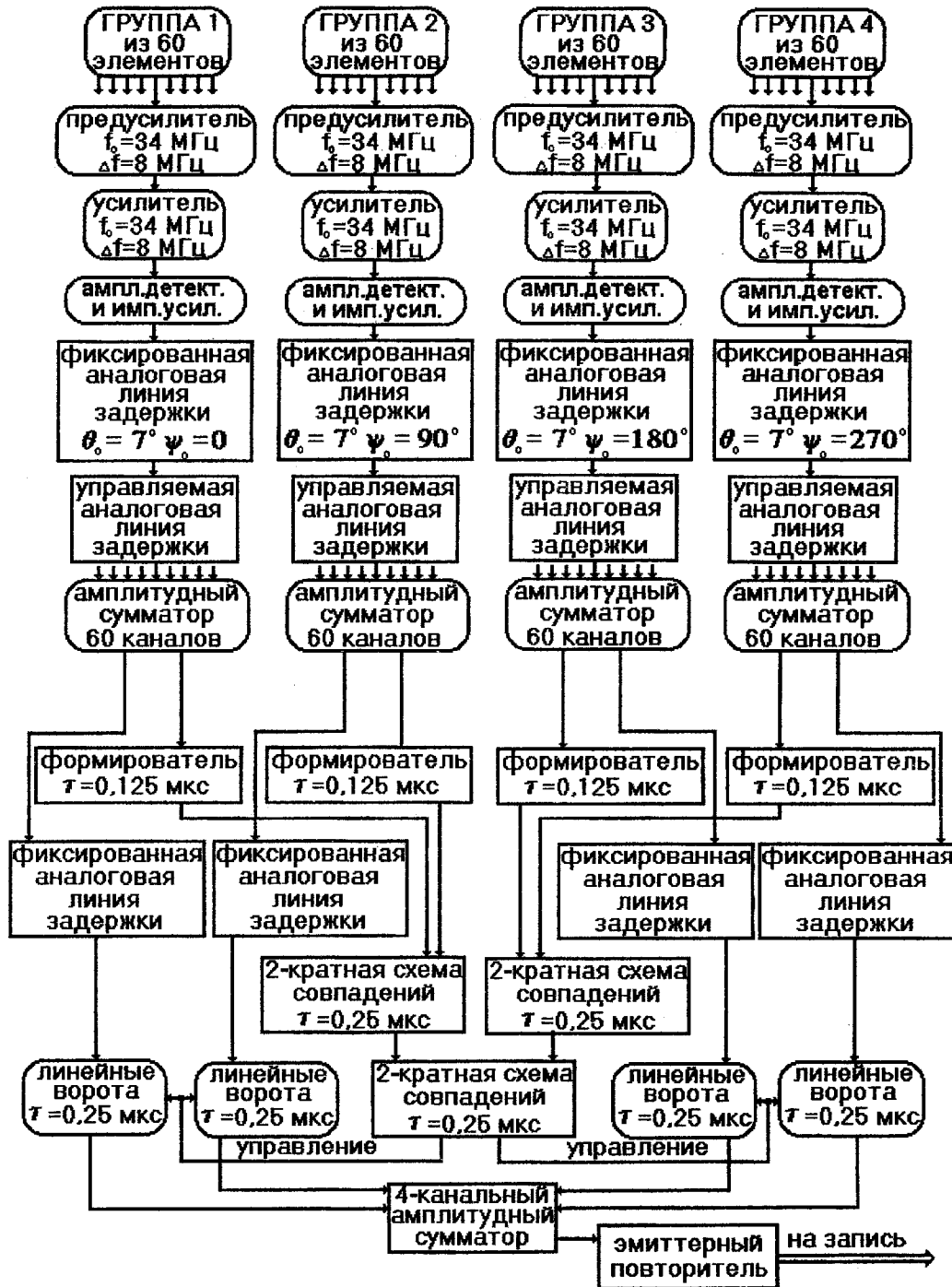


Рис.4. Структурная схема приемного аддитивного широкополосного корреляционного радиотелескопа с общим числом элементов, равным 240. Показаны по одному усилительному тракту каждой группы элементов. В группе 60 усилительных трактов

с шириной диаграммы направленности $\Delta\theta = 0,4^\circ$, получим значение спектрального потока мощности космических шумов $(2,8 \div 4,9) \cdot 10^{-25}$ Вт·м⁻²Гц⁻¹. Умножая на полосу пропускания Δf и переходя к средней напряженности поля космических радиосумов \bar{E}_{noise} , найдем, что $\bar{E}_{\text{noise}} \approx (2,8 \div 4) \cdot 10^{-8}$ В/м.

Полученное значение сравнимо с напряженностью поля радиоизлучения ШАЛ, вызванных гамма-квантами с энергией $E_0 = 10^{13}$ эВ (см. рис. 1). Существенная разница между этими величинами заключена в том, что радиоизлучение ШАЛ представляет собой один импульс, длительность которого $\tau \sim 2/\Delta f$ ограничивается полосой пропускания

приемных устройств, а космический шум есть последовательность случайно распределенных во времени высокочастотных импульсов, спектр амплитуд которых имеет вид плотности вероятности Рэлея. Длительности шумовых импульсов также ограничены полосой пропускания приемных устройств. Средняя частота следования шумовых импульсов \bar{n} в полосе частот Δf составляет $\bar{n} \approx 1/\tau = \Delta f/2$ с⁻¹. Средняя напряженность поля излучения на один шумовой импульс за единицу времени: $\bar{e}_{\text{noise}} = \bar{E}_{\text{noise}} / \sqrt{\bar{n}}$. Можно записать распределение числа шумовых импульсов за единицу времени как функцию амплитуды напряженности поля в форме распределения Рэлея:

$$n(e_{\text{noise}}) de_{\text{noise}} = \frac{e_{\text{noise}}}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{e_{\text{noise}}^2}{2\sigma^2}\right) \bar{n} de_{\text{noise}},$$

где σ^2 - дисперсия, σ - стандартное отклонение от средней величины. Средняя напряженность поля на один шумовой импульс излучения в секунду выражается через стандартное отклонение:

$\bar{e}_{\text{noise}} = \bar{E}_{\text{noise}} / \sqrt{\bar{n}} = 1,26\sigma$. Выбирая пороговую напряженность поля радиоизлучения E_{border} , можно регулировать скорость счета регистрируемых радиотелескопом случайных событий, не относящихся ни к протонным, ни к фотонным ШАЛ. Полная скорость счета шумовых импульсов с напряженностью поля излучения $e_{\text{noise}} \geq E_{\text{border}}$ есть интеграл от распределения Рэлея:

$$n(e_{\text{noise}} \geq E_{\text{border}}) = \exp\left(-\frac{E_{\text{border}}^2}{2\sigma^2}\right) \bar{n}.$$

Например, установив пороговое значение напряженности поля $E_{\text{border}} = 10^{-10}$ В/м, получим среднюю скорость счета шумовых импульсов $\sim 10^{-2}$ с⁻¹ или ~ 36 ч⁻¹. Повышение E_{border} без ущерба для регистрации радиоизлучения ШАЛ (см. рис. 1) может полностью дискриминировать шумовые импульсы.

Помимо импульсов когерентного радиоизлучения протонных и фотонных ШАЛ, радиоимпульсов космического шума, радиотелескоп будет детектировать любые короткие радиоимпульсы, попавшие в его телесный угол и в полосу пропускания радиоприемных устройств. Из известных процессов иногда будут регистрироваться всплески околоземного спорадического радиоизлучения электронов с энергией $\sim 0,5 \div 3$ МэВ, высыпаящихся из внутреннего радиационного пояса Земли. Спорадический всплеск представляет собой некую последовательность коротких радиоимпульсов синхротронного происхождения общей длительностью $\sim 0,1$ с. Такого рода процессы можно исследовать попутно, не прерывая основного

эксперимента. Наконец, необходимо оценить скорость счета случайных совпадений. Возвращаясь к разделу 2.4 и структурной схеме радиотелескопа (рис. 4), отметим, что на каждый из 4-х 60-канальных сумматоров поступают статистически независимые сигналы из практически неперекрывающихся телесных углов $\Omega = 2\pi(1 - \cos 7,2^\circ) \approx 4,95 \cdot 10^{-2}$ ср. На выходах сумматоров с некоторой средней скоростью счета будут регистрироваться статистически распределенные во времени импульсы, в том числе импульсы радиоизлучения протонных ШАЛ и импульсы космических шумов.

На долю протонных ШАЛ с энергией $\bar{E}_0 \geq 10^{13}$ эВ в указанном телесном угле приходится средняя скорость счета радиоимпульсов ~ 40 с⁻¹ [15]. Скорость счета импульсов космического шума зависит от выбранного порога регистрации. Спектральная плотность потока радиоизлучения космических шумов в этом же телесном угле $\sim (3 \div 6) \cdot 10^{-22}$ Вт·м⁻²Гц⁻¹. В полосе частот $\Delta f = 8$ МГц плотности потока будет соответствовать средняя напряженность поля $\bar{E}_{\text{noise}} \sim (1,0 \div 1,4) \cdot 10^{-6}$ В/м. При той же средней частоте следования шумовых импульсов $\bar{n} = \Delta f / 2 = 4 \cdot 10^6$ с⁻¹ средняя напряженность поля на один шумовой импульс в секунду $\bar{e}_{\text{noise}} = \bar{E}_{\text{noise}} / \sqrt{\bar{n}} \sim (4,8 \div 6,9) \cdot 10^{-10}$ В/м. Выбирая порог дискриминации $E_{\text{border}} \sim 3 \cdot 10^{-9}$ В/м, получим $n(e_{\text{noise}} \geq 3 \cdot 10^{-9} \text{ В/м}) \sim 1,2$ с⁻¹, что существенно ниже скорости счета протонных ШАЛ. На выходе каждой двухканальной схемы совпадений (см. рис. 4) скорость счета n_{occ} случайных совпадений описывается выражением [18]:

$$n_{\text{occ}} = 2n_1 \cdot n_2 \cdot \tau_{\text{coi}},$$

в котором n_1, n_2 - скорость счета импульсов в каждом канале ($n_1 = n_2 = n$), τ_{coi} - разрешающее время. На выходе 3-ей двухканальной схемы совпадений $n_{\text{occ}} = 8n^4 \tau_{\text{coi}}^3$. Подставляя вместо n скорость счета протонных ливней $n \sim 40$ с⁻¹ и $\tau_{\text{coi}} = 2,5 \cdot 10^{-7}$ с, увидим, что случайных совпадений практически не будет.

4. Проблема селекции ШАЛ от гамма-квантов

Выделение ШАЛ, рожденных гамма-квантами, на фоне протонных ливней, а также ложных и случайных совпадений сигналов во времени является ключевой проблемой. Характеристики когерентного радиоизлучения ШАЛ от первичных протонов хотя и отличаются от аналогичных характеристик ШАЛ, рожденных первичными гамма-квантами, не могут служить серьезным фактором идентификации. Более эффективной идентификацией могла бы быть регистрация импульсов

от быстрых нейтронов, совпадающих во времени с импульсами радиоизлучения ШАЛ с $E_0 \geq 10^{13}$ эВ. Очевидно, что такие совпадения будут наиболее вероятны в протонных ШАЛ. Аналогичные совпадения радиоимпульсов протонных ШАЛ будут происходить с мюонными импульсами. Методом коэффициентов связи [19] можно оценить число и площадь детекторов нейтронов и мюонов. Следует подчеркнуть, что детекторы нейтронов и мюонов не должны включаться на совпадения между собой, чтобы не ограничивать эффективность отбора ШАЛ. Гамма-ливни практически не должны содержать в своем составе нейтроны и мюоны, так как в них не развивается ядерно-каскадный процесс. Поэтому совпадений во времени импульсов радиоизлучения ШАЛ с нейтронными и мюонными импульсами не будет. Этот факт как раз и необходимо использовать для идентификации фотонных ШАЛ.

Заключение

В настоящей работе предлагается метод круглосуточного всепогодного наблюдения гамма-квантов сверхвысоких энергий, которые испускаются локальными космическими источниками. Этот метод представляет собой альтернативу применяемому в Крымской астрофизической обсерватории (КраО) НАН Украины методу атмосферного оптического черенковского излучения ШАЛ, образуемых гамма-квантами с энергией $E_0 > 10^{12}$ эВ.

Этот метод применяется с конца 50-х годов для поиска локальных источников космических лучей. С 1967 г. объектами исследований стали радио- и рентгеновские пульсары. В частности, в КраО был обнаружен значительный поток гамма-квантов с энергией $E_0 > 10^{12}$ эВ от периодического рентгеновского источника Лебедь X-3 [20,21]. Регистрация гамма-квантов от локальных космических источников методом атмосферного черенковского излучения ШАЛ производится в безлунные, безоблачные ночи, что ограничивает возможности метода. Кроме того, слежение за источником гамма-квантов осуществляется механическим перемещением системы параболических зеркал и не позволяет оперативно менять направление регистрации, либо производить быстрое сканирование по угловым координатам. Предлагаемый метод имеет более высокий энергетический порог регистрации гамма-квантов ($E_0 > 10^{13}$ эВ), но свободен от недостатков оптического черенковского метода: нет зависимости от времени суток, от погоды, от прозрачности (запыленности) атмосферы, от фаз Луны; имеется возможность быстрого немеханического сканирования по угловым координатам. Перечисленная совокупность достоинств обсуждаемого метода позволяет надеяться

на перспективу его использования в целях детектирования гамма-квантов сверхвысоких энергий от локальных космических источников.

Литература

1. Г.А. Аскарьян. ЖЭТФ. 1961, **41**, с. 616.
2. Г.А. Аскарьян. ЖЭТФ. 1965, **48**, с. 988.
3. J.V. Jelley, J.H. Fruin, N.A. Porter, T.C. Weekes, F.G. Smith. Nature. 1965, **205**, p. 327.
4. И.А. Боршковский, В.Д. Воловик, Е.С. Шматко. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1966, **30**, с. 1705.
5. И.А. Боршковский, В.Д. Воловик, В.И. Кобизской, Е.С. Шматко. Письма в ЖЭТФ. 1966, **3**, с. 186.
6. В.Д. Воловик, И.И. Залюбовский, Г.С. Сафонов и Е.С. Шматко. Изв. АН СССР. Сер. физ. 1985, **49**, № 7, с. 1365.
7. Дж. Джелли. Черенковское излучение и его применение. Москва, ИИЛ, 1960, 334 с.
8. Тормозная способность электронов и позитронов. Доклад 37 МКРЕ. Москва, Энергоиздат, 1987, 328 с.
9. Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшиц. Теория поля. II. Москва, Наука, 1988, 510 с.
10. В.И. Зацепин, А.Е. Чудаков. ЖЭТФ. 1962, **42**, с. 1622–1628.
11. Б. Росси, К. Грейзен. Взаимодействие космических лучей с веществом. Москва, ИЛ, 1948.
12. С. Хаякава. Физика космических лучей. Часть 1. Ядерно-физический аспект. Москва, Мир, 1973, 702 с.
13. С.Р. Woidneck and E. J. Böhm. Phys. 1975, **A8**, p.997.
14. С.И. Надененко. Антенны. Москва, Связьиздат, 1959.
15. Г.Б. Христиансен, Г.В. Куликов, Ю.А. Фомин. Космическое излучение сверхвысокой энергии. Москва, Атомиздат, 1975, 256 с.
16. Б.М. Владимирский, А.М. Гальпер, Б.И. Лучков, А.А. Степанян. УФН. 1985, **145**, вып. 2, с. 255.
17. М.П. Долуханов. Распространение радиоволн. Москва, Связь, 1965, 400 с.
18. В.И. Гольданский, А.В. Куценко, М.И. Подгорецкий. Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц. Москва, Физматгиз, 1959, 412 с.
19. Л.И. Дорман. Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей. Москва, Наука, 1975, 462 с.
20. Ю.И. Нешпор, Б.М. Владимирский, Ю.Л. Зыскин, А.А. Степанян и В.П. Фомин. Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982, **46**, с. 1665–1667.
21. Б.М. Владимирский, Ю.Л. Зыскин, А.П. Корниенко, Ю.И. Нешпор, А.А. Степанян, В.П. Фомин, В.Г. Шитов. Изв. АН СССР. Сер. физ. 1991, **55**, с. 2045–2048.

**Method of Observation of Cosmic Very High Energy
 γ -Quants by Means of Registration of Impulses
of Extensive Air Showers Coherent Radio Emission**

V.M. Kartashov, E.S. Shmatko

The new method of observation of cosmic gamma-
quants with energy $\geq 10^{13}$ by extensive air showers co-

herent radio emission impulses registration is sug-
gested. The calculation of radio emission field space
distribution of showers, formed by gamma-quants
with energy $\geq 10^{13}$ eV is conducted. The project of new
type radiotelescope, destined for experimental realiza-
tion of suggested method is described.