

УДК 537.591.15

В. М. Карташев, П. С. Кизим, В. Е. Ковтун, С. Н. Стервеедов, Е. С. Шматко

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

ЭЛЕКТРОННЫЙ ИЗБЫТОК И ЭФФЕКТ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ

Розраховано диференціальний та інтегральний спектри відносного надлишку електронів широкої атмосферної зливи. Методом математичного моделювання обчислювано магнітна індукція від цього електронного надлишку і вихідні імпульси електромагнітної індукції на клемах магнітного датчика із заданими параметрами. Показано, що вихідні імпульси мало чутливі до м'якої (≤ 4 МеВ) частини енергетичного спектру електронів надлишку. Це відкриває перспективи для створення альтернативного методу детектування широких атмосферних злив, в якому не суттєва роль флуктуацій числа частинок малих енергій. Здобуто всі необхідні результати для планування пошукового експерименту.

ВВЕДЕНИЕ

Широкие атмосферные ливни (ШАЛ) порождаются первичными космическими протонами или ядрами сверхвысокой энергии ($E_0 > 10^{14}$ эВ) и являются единственным источником информации об их энергетическом спектре и ядерном составе. Они развиваются за счет двух одновременно идущих физических процессов: ядерно-каскадного и электронно-фотонного. Эффективное поперечное сечение столкновения при таких энергиях практически достигает предельного значения, поэтому средняя длина свободного пробега для протона в воздухе ограничена величиной 80 г/см². Нуклоны, входящие в состав первичных космических ядер, сталкиваются с нуклонами ядер атомов воздуха независимо друг от друга, проходя в среднем ту же длину. Если ядро после таких столкновений сохраняется как целое, то его длина свободного пробега дополнительно усредняется по числу нуклонов, и разброс ее значений уменьшается. Столкновения нуклонов происходят неупруго, т. е. с рождением новых частиц (преимущественно равного числа π^- , π^0 , и π^+ -мезонов) и средним коэффициентом неупругости, равным 0.5 . Это означает, во-первых, что только половина энергии нуклона в среднем передается вторичным частицам, и во-вторых,

что нуклон сохраняется после взаимодействия, продолжая свое движение с оставшейся средней половиной энергии. В дальнейшем все повторяется, и нуклон, пройдя среднюю длину свободного пробега (80 г/см²), снова рождает вторичные π -мезоны (пионы) со средней множественностью $n_k \approx (0.5^k E_0)^{1/3}$, где $k = 0, 1, 2, 3 \dots$ [5]. Это и есть ядерно-каскадный процесс. Длина свободного пробега, коэффициент неупругости, а следовательно, и множественность пионов в каждом каскаде значительно флуктуируют, не говоря о случайных энергии и сорте первичного космического ядра. Поэтому средние величины применяются в оценочных расчетах, а в эксперименте требуется измерять реальные физические характеристики. Заряженные пионы либо ядерно взаимодействуют, проходя в среднем 120 г/см² и передавая всю свою энергию вторичным пионам, либо распадаются по схеме $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ со средним собственным временем жизни $\tau_0 = 2.6033 \cdot 10^{-8}$ с. Нейтральные пионы быстро ($\tau_0 = 8.4 \cdot 10^{-17}$ с) распадаются на два γ -кванта, образуя парциальные электронно-фотонные ливни. Таким образом, точка первого ядерного взаимодействия первичной космической частицы является началом ядерно-каскадного процесса и семейства парциальных электронно-фотонных ливней различных энергий. Оба процесса формируют релятивистски сжатый в продольном направлении

сгусток частиц, который практически со скоростью света в вакууме проходит сквозь атмосферу Земли. Полное число частиц в нем и их распределение в радиальном направлении непрерывно изменяется. Частицы из ядерно-каскадного процесса имеют узкое угловое распределение, поэтому сосредоточены вокруг оси ливня, ливневые электроны и позитроны (и γ -кванты) за счет многократного кулоновского рассеяния в воздухе отклоняются от нее в радиальном направлении на большие расстояния. Суперпозиция парциальных электронно-фотонных лавин на всех глубинах развития ШАЛ пополняется ядерно-каскадным процессом таким образом, что ее энергетическое и радиальное распределение на относительно малых расстояниях от оси по форме остаются неизменными и совпадающими с аналогичными распределениями для одиночного электронно-фотонного ливня в максимуме его развития [12]. Этот эмпирический факт облегчает проведение вычислений электронного избытка, давая возможность использования аналитических функций ливневой теории, полученных для «равновесного» (проинтегрированного по всем глубинам) энергетического спектра электронов, так как он, в свою очередь, пропорционален их спектру в максимуме развития ливня.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ЛИВНЕВЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ТАММА – БЕЛЕНЬКОГО

«Равновесный» нормированный к единице интегральный энергетический спектр ливневых электронов был опубликован Таммом и Беленьким в 1939 году [17]. Чтобы получить реальный спектр, необходимо умножить его на полное число частиц ливня E_0^*/E_{cr} , полученное Ландау в 1940 г. [9], где E_0^* — энергия первичного электрона или фотона, вызвавшего ливень, E_{cr} — критическая энергия. «Равновесный» нормированный интегральный энергетический спектр совпадает по форме со спектром в максимуме развития ливня, отличаясь от него только по величине:

$$\chi(\varepsilon) = 1 + \varepsilon e^\varepsilon \text{Ei}(-\varepsilon), \quad (1)$$

где $\text{Ei}(-z) = -\int_z^\infty \frac{e^{-z'}}{z'} dz'$ — интегральная показат

ельная функция, z — действительная положительная величина, $\varepsilon = 2.29E/E_{cr}$, E — кинетическая энергия электрона. В научной литературе встречается довольно грубая аппроксимация этого спектра [7]:

$$N(\geq \varepsilon) = \frac{N_{\max}}{1 + \varepsilon}.$$

Нормированный к единице аппроксимационный интегральный энергетический спектр $N(\geq \varepsilon) = \frac{1}{1 + \varepsilon}$ совпадает со спектром Тамма — Беленького при $\varepsilon = 0$ и при $\varepsilon \rightarrow \infty$. Их промежуточные значения дают расхождения в спектрах до 20 % (см. рис. 1). Тем не менее, в ряде случаев такая точность расчетов может быть достаточной, если они не направлены на изучение теории самих ливней. Смягчающим обстоятельством служит также логарифмическая расходимость дифференциального энергетического спектра ливневых электронов при малых энергиях вида $(1 + 0.577\varepsilon + \varepsilon \ln \varepsilon + \dots)$, что не позволяет надеяться на высокую точность теоретических спектров в области малых энергий, где их аппроксимация как раз ограничена. В подтверждение приводим дифференциальный энергетический спектр в максимуме развития ливня, полученный из аппроксимации интегрального энергетического спектра:

$$N_{\max}(E)dE \approx \frac{2.29}{E_{cr}} N_{\max} \frac{dE}{(1 + 2.29E/E_{cr})^2}. \quad (2)$$

В общем случае для любых глубин x развития ливня этот спектр трансформируется в зависимость от его возраста s :

$$N(E)dE \approx \frac{2.29}{E_{cr}} N(E_0^*, 0, x) \frac{s dE}{(1 + 2.29E/E_{cr})^{s+1}},$$

где

$$N(E_0^*, 0, x) \approx \frac{0.31}{\sqrt{\ln(E_0^*/E_{cr})}} \exp \left[\frac{x}{x_0} \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right]$$

— каскадная кривая,

$$s = \frac{3x}{x + 2x_0 \ln(E_0^*/E_{cr})},$$

x_0 — радиационная длина; число частиц в максимуме равно

$$N_{\max} = \frac{0.31}{\sqrt{\ln(E_0^*/E_{cr})}} \frac{E_0^*}{E_{cr}}.$$

«Равновесный» энергетический спектр электронов обращает внимание еще на одну свою особенность. В нем велика доля частиц с энергией меньше критической (до 80 %). Средняя кинетическая энергия электронов в спектре [3] равна

$$\bar{E} = \frac{E_{cr}}{2.29} \left[\ln \left(\frac{2.29 E_0^*}{E_{cr}} \right) - 0.42 \right],$$

или

$$\ln \bar{E} = \ln(0.245 E_{cr}).$$

Для воздуха она составляет примерно 20 МэВ.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ЛИВНЕВЫХ ФОТОНОВ

Нахождение «равновесного» энергетического спектра ливневых фотонов базируется на соответствующем спектре электронов. Нормированным будет оставаться только электронный спектр, а фотонный спектр таковым уже не будет. Если интегральный энергетический спектр электронов есть $\chi(\epsilon)$ (1), то аналогичный спектр фотонов будет иметь вид $[1 - \chi(\epsilon)]/\epsilon$ при условии, что $\epsilon_0 \gg \epsilon$. Его необходимо умножить на E_0^*/E_{cr} и поделить на средний безразмерный коэффициент поглощения фотонов μ_0 , рассчитанный на одну радиационную длину. Для легких веществ $\mu_0 = 0.7$. На рис. 2 для сравнения показаны интегральные «равновесные» энергетические спектры ливневых электронов и фотонов. Видно, что фотонный спектр при малых энергиях логарифмически расходится. В максимуме развития ливня он может быть аппроксимирован достаточно простым выражением

$$N_\gamma(\geq \epsilon_\gamma) = \frac{N_{max}}{\mu_0} \cdot \frac{\epsilon_\gamma - \ln \epsilon_\gamma}{1 + \frac{2}{3} \epsilon_\gamma^2}. \quad (3)$$

Здесь $\epsilon_\gamma = 2.29 E_\gamma / E_{cr}$, E_γ — энергия фотона. От интегрального энергетического спектра фотонов можно легко перейти к его дифференциальному спектру. Этот спектр имеет вид гиперболы и расходится при $\epsilon_\gamma \rightarrow 0$:

$$N_\gamma(E_\gamma) dE_\gamma = \frac{2.29 N_{max}}{E_{cr} \mu_0} \times \frac{2\epsilon_\gamma^3 - 2\epsilon_\gamma^2 [2 \ln \epsilon_\gamma - 1] - 3\epsilon_\gamma + 3}{\epsilon_\gamma \left[1 + \frac{2}{3} \epsilon_\gamma^2 \right]^2} dE_\gamma. \quad (4)$$

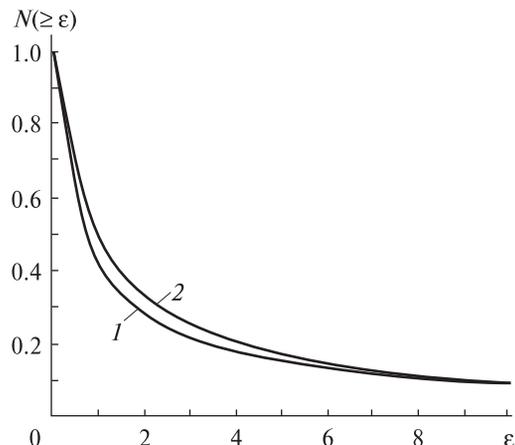


Рис. 1. «Равновесный» нормированный интегральный энергетический спектр ливневых электронов Тамма — Беленького (1) и его аппроксимация вида $1/(1+\epsilon)$ (2)

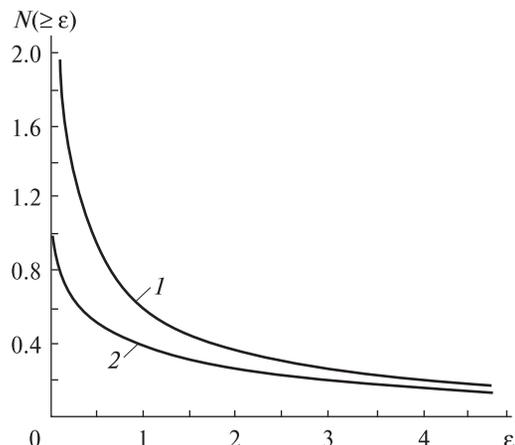


Рис. 2. «Равновесные» спектры фотонов (1) вида $[1 - \chi(\epsilon)]/\epsilon$ и электронов (2) вида $\chi(\epsilon)$

Для широких атмосферных ливней с энергией $E_0 \geq 2 \cdot 10^{17}$ эВ полное число частиц N вблизи уровня моря будем вычислять путём преобразования эмпирической формулы, полученной в исследованиях на якутской установке [5]:

$$E_0 = (7.7 \pm 2.5) 10^{17} \left(\frac{N}{10^8} \right)^{0.86 \pm 0.06}, \quad (5)$$

где E_0 — первичная энергия космической частицы в эВ, и подставлять его в формулы (2) и (4) вместо N_{max} .

ИЗЫТОК ЛИВНЕВЫХ ЭЛЕКТРОНОВ АСКАРЬЯНА

В 1961 г. Г. Аскарьян показал [1], что электронно-фотонный ливень, развивающийся в воздухе, должен иметь интегральный избыток электронов над позитронами $\left(\frac{N_- - N_+}{N_- + N_+}\right) \geq 0$, и оценил его примерно в 10 %. Причины этого: 1) аннигиляция позитронов с электронами среды на лету; 2) рассеяние электронов и позитронов на электронах среды и образование δ -электронов, которые движутся в составе ливня; 3) рассеяние ливневых фотонов на электронах среды и образование комптоновских электронов, которые также движутся в составе ливня. Как показали дальнейшие исследования, указанные процессы расположились в порядке увеличения вклада в суммарный избыток электронов. В настоящей работе дифференциальный энергетический спектр избытка электронов ШАЛ определяется численными методами путем интегрирования аналитических функций, описывающих перечисленные процессы. Используется приближение «тонкой мишени», т. е. учитываются только однократные столкновения ливневых электронов, позитронов и фотонов, и не учитываются кратные взаимодействия.

ИЗЫТОК ЛИВНЕВЫХ ЭЛЕКТРОНОВ, ОБРАЗОВАННЫЙ АННИГИЛЯЦИЕЙ ПОЗИТРОНОВ НА ЛЕТУ

Аннигиляция ливневых позитронов на лету происходит как со связанными, так и со свободными электронами среды. Оставшиеся в избытке ливневые электроны имеют точно такой же энергетический спектр, как и поглощенные аннигиляцией позитроны. Полные эффективные поперечные сечения аннигиляции как функции энергии налетающих позитронов являются универсальными для любых сред и зависят только от числа электронов Z , содержащихся в нейтральном атоме [2]:

$$\sigma_{an1} = 4\pi Z^5 \alpha^4 r_0^2 \frac{1}{(\gamma_+ + 1)^2 \sqrt{\gamma_+^2 - 1}} \times$$

$$\times \left[\gamma_+^2 + \frac{2}{3} \gamma_+ + \frac{4}{3} - \frac{\gamma_+ + 2}{\sqrt{\gamma_+^2 - 1}} \ln(\gamma_+ + \sqrt{\gamma_+^2 - 1}) \right], \quad (6)$$

$$\sigma_{an2} = \pi Z r_0^2 \frac{1}{\gamma_+ + 1} \times$$

$$\times \left[\frac{\gamma_+^2 + 4\gamma_+ + 1}{\gamma_+^2 - 1} \ln(\gamma_+ + \sqrt{\gamma_+^2 - 1}) - \frac{\gamma_+ + 3}{\sqrt{\gamma_+^2 - 1}} \right]. \quad (7)$$

Здесь индексы «an1» и «an2» относятся к связанным и свободным электронам соответственно. Остальные обозначения: $\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры, $r_0 = 2.8175 \cdot 10^{-13}$ см — классический радиус электрона, $\gamma_+ = (E_+ + mc^2)/mc^2$ — лоренц-фактор налетающего позитрона, $mc^2 = 0.511$ МэВ — энергия покоя электрона (позитрона). Кинетическая пороговая энергия позитронов (E_+) выбрана равной 150 кэВ.

Дифференциальный энергетический спектр электронного избытка, образовавшийся вследствие аннигиляции, записывается следующим образом:

$$N_{an}^{air}(E)dE = 0.5n_{air} \Delta x_{air} \{ \sigma_{an1}^{air}(E) + \sigma_{an2}^{air}(E) \} N(E)dE. \quad (8)$$

Здесь $n_{air} = 5.0 \cdot 10^{19}$ см⁻³ — эффективная концентрация условных молекул воздуха на уровне моря; $\Delta x_{air} = 0.12E / \{ \rho_{air} (dE/dx)_{tot} \}$ см — толщина слоя воздуха для однократных столкновений (1/5 средней длины свободного пробега позитрона относительно всех видов взаимодействий); $\rho_{air} = 1.205 \cdot 10^{-3}$ г/см³ при нормальных условиях; $Z_{air} = 7.233$ — эффективный порядковый номер условного атома воздуха; $E_{cr} = 81$ МэВ; N определяется из (5) при выбранной энергии E_0 первичной космической частицы.

ИЗЫТОК δ -ЭЛЕКТРОНОВ, ОБРАЗОВАННЫЙ РАССЕЯНИЕМ ЛИВНЕВЫХ ПОЗИТРОНОВ НА АТОМНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

Рассматривается только рассеяние позитронов с кинетической энергией $E_+ \geq 150$ кэВ. Причины этого следующие. При низких энергиях, в силу идентичности ливневых электронов и электронов среды, в ливне остается тот электрон, энергия которого после рассеяния выше. Такая ситуация не приводит к образованию электронного

избытка. Наоборот, рассеяние позитронов приводит к появлению в ливне электронов, которых до рассеяния не было, и к уходу из ливня рассеянного позитрона, что практически равносильно удвоению числа избыточных электронов. При высоких энергиях рассеяние и позитрона, и электрона сохраняет в составе ливня и налетающую, и рассеянную частицы. Поэтому можно ограничиться вычислением рассеяния электронов ливневыми позитронами, а результат удвоить.

Дифференциальное по энергии δ -электронов сечение рассеяния позитронов представляется формулой [2]

$$\sigma_{\delta}(E_+, E)dE = \frac{2\pi r_0^2 Z}{mc^2(\gamma_+^2 - 1)} \times \left[\left(\frac{mc^2 \gamma_+}{E} \right)^2 - \frac{2\gamma_+^2 + 4\gamma_+ + 1}{\gamma_+ + 1} \cdot \frac{mc^2}{E} + \frac{3\gamma_+^2 + 6\gamma_+ + 4}{(\gamma_+ + 1)^2} \right] - \frac{2\gamma_+}{(\gamma_+ + 1)^2} \cdot \frac{E}{mc^2} + \left(\frac{E}{mc^2(\gamma_+ + 1)} \right)^2 dE, \quad (9)$$

где $\gamma_+ = (E_+ + mc^2)/(mc^2)$ — лоренц-фактор налетающего позитрона, E — кинетическая энергия δ -электрона,

$$N_{\delta}^{air}(E)dE = 2 \cdot 0.5 n_{air} \left\{ \int_{E_+ = E}^{E_0} \sigma_{\delta}^{air}(E_+, E) \Delta x_{air} N(E_+) dE_+ \right\} dE.$$

Обозначения такие же, как в формулах (6)—(9).

ИЗБЫТОК КОМПТОНОВСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ, ОБРАЗОВАННЫЙ РАССЕЯНИЕМ ЛИВНЕВЫХ ФОТОНОВ НА ЭЛЕКТРОНАХ СРЕДЫ

Дифференциальное по энергии рассеянных электронов сечение комптоновского рассеяния на один атом выглядит следующим образом [2]:

$$\sigma_{comp}(E_{\gamma}, E)dE = \frac{\pi r_0^2 Z mc^2}{E_{\gamma}^2} \times \left[\frac{E_{\gamma}}{E_{\gamma} - E} + \frac{E_{\gamma} - E}{E_{\gamma}} + \left(\frac{mc^2}{E_{\gamma} - E} - \frac{mc^2}{E_{\gamma}} \right)^2 - 2mc^2 \left(\frac{1}{E_{\gamma} - E} - \frac{1}{E_{\gamma}} \right) \right] dE.$$

Здесь E_{γ} — энергия ливневого фотона, МэВ.

Дифференциальный энергетический спектр избыточных комптоновских электронов в максимуме развития ливня вычисляется интегрированием по всем энергиям ливневых фотонов, превосходящим некую минимальную энергию E_{γ}^{\min} , которая является функцией энергии рассеянного электрона. Минимальная энергия комптоновского электрона $E = 150$ кэВ.

$$N_{comp}^{air}(E)dE = n_{air} \left\{ \int_{E_{\gamma}^{\min}}^{E_0} \sigma_{comp}^{air}(E_{\gamma}, E) \Delta x_{air} N(E_{\gamma}) dE_{\gamma} \right\} dE.$$

Здесь $E_{\gamma}^{\min} = 0.5(E + \sqrt{E^2 + 2mc^2 E})$, МэВ; $\Delta x_{air} = 0.2/\mu_{air}(E_{\gamma})$ см (1/5 средней длины свободного пробега фотона относительно всех видов взаимодействий), $\mu_{air}(E_{\gamma})$ — линейный коэффициент ослабления интенсивности γ -излучения в воздухе. Все остальные обозначения сохранены.

СУММАРНЫЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ИЗБЫТКА ЭЛЕКТРОНОВ В ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЯХ

Дифференциальный энергетический спектр избыточных электронов, просуммированный по всем рассмотренным эффектам и нормированный на полное число частиц ШАЛ на уровне моря, имеет вид

$$F_{ex}(E)dE = \frac{N_{an}(E) + N_{\delta}(E) + N_{comp}(E)}{N} dE. \quad (10)$$

На рис. 3 показан спектр (10). Очевиден подавляющий вклад в избыток электронов комптоновского процесса, начиная с энергий 3 МэВ и выше, и подавляющий вклад рассеяний ливневых частиц с энергией менее 3 МэВ. Аннигиляция позитронов на лету в образовании избытка электронов ШАЛ несущественна.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ИНДУКЦИЯ ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ

Широкий атмосферный ливень представляет собой релятивистски сжатый тонкий азимутально-симметричный диск из ядерно-активных частиц, релятивистских электронов, позитронов и γ -квантов, движущийся в среде практически со скоростью света в вакууме.

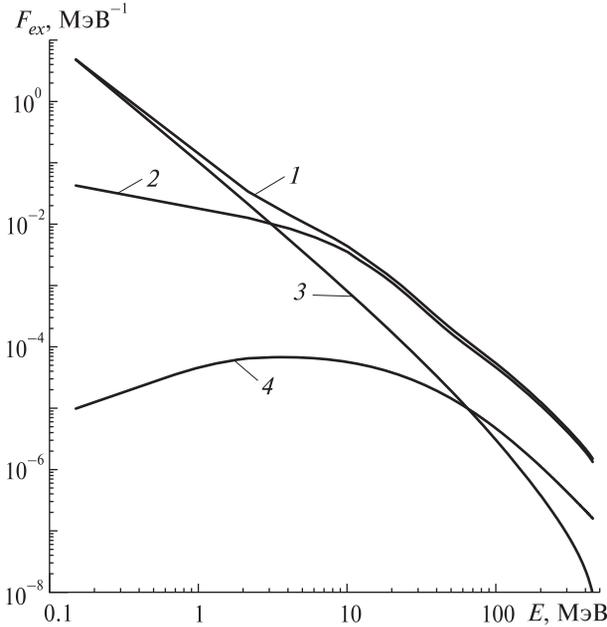


Рис. 3. Дифференциальный энергетический спектр относительного избытка электронов ШАЛ (1) и вклады комптон-эффекта (2), рассеяния электронов и позитронов на электронах среды (3), аннигиляции позитронов на лету (4)

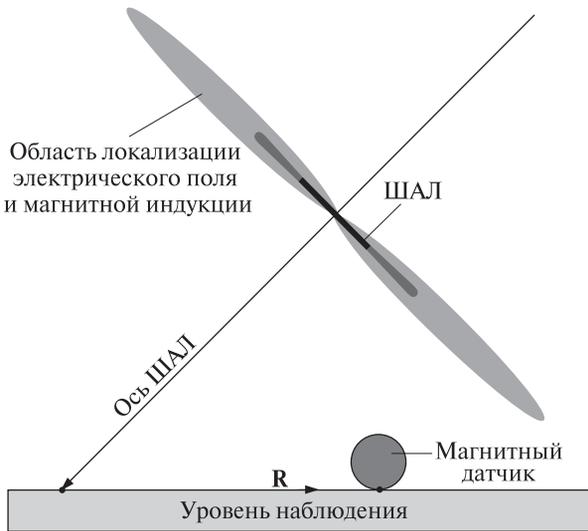


Рис. 4. Геометрическая схема релятивистского движения сгустка частиц, электрического поля и магнитной индукции ШАЛ

Радиальную зависимость числа электронов ШАЛ, отнесенного к единичной площадке, описывают аппроксимацией Грейзена [4] функции

Нишимуры и Каматы с видоизменениями Линсли [15]. Для ШАЛ с энергией выше $5 \cdot 10^{18}$ эВ ($N \geq 10^9$)

$$\rho(r) = \frac{1.6}{2\pi r_m^2} \left(\frac{r}{r_m}\right)^{-1} \left(1 + \frac{r}{r_m}\right)^{-2.6} N, \quad (11)$$

а радиус Мольера $r_m = x_0 E_s / E_{cr} = 78.9$ м, $E_s = 21$ МэВ. Предполагается, что электронный избыток распределен в ливне так же, как и все частицы. При меньших энергиях распределение (11) становится более пологим за счет уменьшения по абсолютной величине второго показателя степени, что обуславливается «старением» (т. е. увеличением эффективного возрастного параметра) ШАЛ. При этом первый показатель степени остается неизменным.

Продольный релятивистский ток избыточных электронов создает в воздухе на расстоянии R от оси ливня магнитную индукцию $B(t, R)$, которая является функцией общего для всех частиц текущего времени t :

$$B(t, R) = 10^{-4} \mu \int_{E_{min}}^{E_0} dE \int_0^{\infty} r dr \int_0^{2\pi} F_{ex}(E) \rho(r) H(t, R) \cos \alpha d\varphi_r, \quad (12)$$

где μ — относительная магнитная проницаемость среды, в которой измеряется магнитная индукция. Ниже будет показано, что μ следует выбрать равной 1500. В подынтегральное выражение входят функции $F_{ex}(E)$ и $\rho(r)$, которые уже описаны формулами (10), (11), а $H(t, R)$ есть магнитное поле, создаваемое избыточным ливневым электроном в точке наблюдения [10]:

$$H(t, R) = \frac{e\beta(1-\beta^2)\sin\theta}{L^2(1-\beta^2\sin^2\theta)^{3/2}}. \quad (13)$$

Здесь e — заряд электрона, β — отношение скорости частицы в среде к скорости света в вакууме, $L = \{(R^2 + r^2 - 2rR\cos\varphi_r + [\beta c(t - \tau)]^2)\}^{1/2}$ — расстояние от точки наблюдения до ливневого электрона в момент времени t , $\sin\theta = \sqrt{1 - \{\beta c(t - \tau)\}^2 / L^2}$, θ — угол между направлением скорости частицы и направлением ее электрического поля, $\tau = \frac{n}{c} \sqrt{R^2 + r^2 - 2rR\cos\varphi_r}$ — время распространения в среде электрического и магнитного полей от

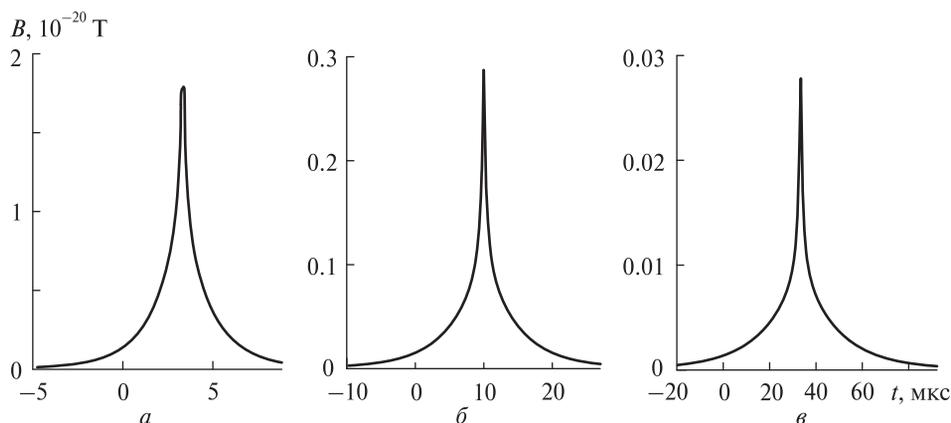


Рис. 5. Магнитная индукция $B(t)$, нормированная на одну частицу широкого атмосферного ливня, на расстоянии $R = 1$ км (*a*), 3 км (*б*) и 10 км (*в*). Минимальная энергия электронов избытка $E = 150$ кэВ; $\mu = 1500$

ливневой частицы до точки наблюдения, совпавшей с плоскостью ливневого сгустка, φ_r — азимутальный угол радиуса-вектора \mathbf{r} электрона в ливневом диске, n — показатель преломления воздуха в области радиочастот во влажной атмосфере: $n = 1.00034 \approx 1$. Проектирующий косинус $\cos\alpha = (R - r \cdot \cos\varphi_r)/L$, в котором угол α отсчитывается между вектором \mathbf{H} и направлением, перпендикулярным к оси ливня и радиусу-вектору \mathbf{R} точки наблюдения. Магнитное поле в (13) вычисляется в системе единиц СГСМ в гауссах. Коэффициент 10^{-4} в (12) появляется при переходе к системе СИ. В средах с показателями преломления радиоволн $n > 1$ магнитное поле запаздывает относительно частиц, его порождающих, поэтому движется за ливнем под соответствующим черенковским углом к его оси. В воздухе черенковский угол мал, поэтому запаздывание не учитывается. На рис. 4 показана наглядная упрощенная картина движения ШАЛ вместе с электрическим и магнитным полями электронного избытка.

На рис. 5 показаны результаты расчетов по формуле (12) магнитной индукции широких атмосферных ливней как функций времени и расстояния от их оси. Совершенно предсказуемо, что амплитуда импульсов магнитной индукции уменьшается обратно пропорционально квадрату расстояния (см. (13)), а их длительность при этом увеличивается.

ДАТЧИК ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ

В качестве магнитоиндукционного датчика применяется один виток коаксиального кабеля в форме окружности. Для простоты площадь датчика S можно полагать равной 1 м^2 . Внешний проводник кабеля следует посередине разрезать, чтобы избежать протекания по нему замкнутых электрических токов и компенсации токов внутреннего проводника. Он будет служить электрическим экраном для внутреннего проводника. Целесообразно использовать коаксиальный кабель с волновым сопротивлением $\rho_0 = 75 \text{ Ом}$ в миниатюрном исполнении. Для усиления магнитной индукции ливня площадь витка следует заполнить высокочастотным термостабильным ферромагнитным материалом. До некоторой степени этим требованиям удовлетворяют магнитомягкие марганец-цинковые ферриты марки 1500МНЗ, относительная магнитная проницаемость которых, $\mu = 1300 \dots 1700$, не изменяется от 0 до 2 МГц. Миниатюрный кабель укладывается в канавку, расположенную в торце ферритовой пластины. Петля из коаксиального кабеля образует паразитный параллельный колебательный контур с резонансной частотой

$$f_{res} = \frac{1}{2\pi l \rho_0 C \sqrt{\mu}}, \quad (14)$$

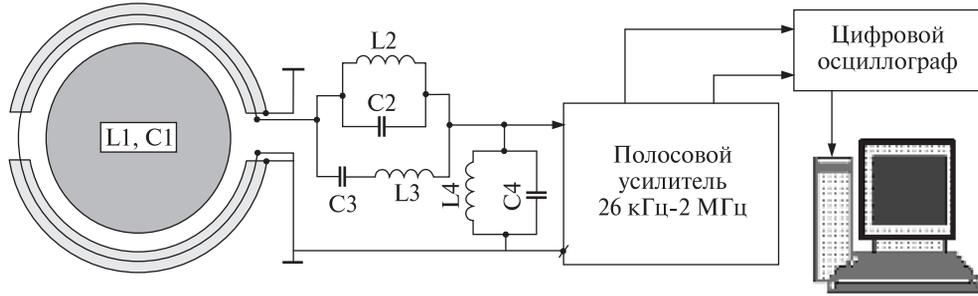


Рис. 6. Структурная схема регистрации магнитной индукции ШАЛ. Площадь датчика заполнена высокочастотным термостабильным ферритом с относительной магнитной проницаемостью $\mu = 1500$

где l, ρ_0, C — соответственно длина, волновое сопротивление и погонная емкость отрезка кабеля. Для общепринятых коаксиальных кабелей $\rho_0 C = 5 \cdot 10^{-9}$ Ом·Ф. Полагая в (14) $l \approx 3.55$ м ($S = 1$ м²), $\mu = 1500$, получим $f_{res} = 2.3 \cdot 10^5$ Гц. Для расширения полосы пропускания датчика можно воспользоваться полосовым фильтром лестничного типа [11], входным звеном которого будет служить паразитный колебательный контур датчика. Один из вариантов датчика представлен на рис. 6. Параметры фильтра следующие: $\rho_1 = \rho_0 \mu^{1/2} = 2.9$ кОм; нижняя частота среза $f_{-1} = 26.4$ кГц, верхняя частота среза $f_{+1} = 2.0$ МГц, $C_1 = C_4 = 238$ пФ, $L_1 = L_4 = 2$ мГн, $C_2 = 358$ пФ, $L_2 = 1.34$ мГн, $C_3 = 35$ нФ, $L_3 = 13.6$ мкГн. Мы детально рассчитывали и измеряли реальную частотную характеристику этого фильтра, но для упрощения дальнейших вычислений полагали ее идеальной.

ПОТОК МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ ЧЕРЕЗ ПЛОЩАДЬ ДАТЧИКА

Расположим датчик таким образом, чтобы он лежал в плоскости, образованной осью ШАЛ и радиусом-вектором \mathbf{R} точки наблюдения. Магнитный поток через площадь датчика не охватывает ее сразу, а движется по ней в продольном и радиальном направлениях. Поэтому он представляет собой свертку магнитной индукции и изменяющегося во времени элемента площади датчика:

$$\Phi(t, R) = \frac{2c^2}{n^2} \int_{t-t_0}^t B(t, R) \sqrt{\frac{nd}{c}(t-t') - (t-t')^2} dt',$$

где $d = 2(S/\pi)^{1/2} = 2/\pi^{1/2}$ — диаметр датчика ($S = 1$ м²), $t' \leq t$, $t_0 = (nd)/c$ — максимальное время движения магнитной индукции по площади датчика, $n \approx 1$. Магнитный поток ШАЛ (выраженный в веберах) на больших расстояниях от его оси $\Phi(t, R) = B(t, R) \cdot S$, так как в этом случае $B(t, R)$ в пределах размера датчика практически не изменяется.

МАГНИТОИНДУКЦИОННЫЕ ИМПУЛЬСЫ ЛИВНЕЙ, ВОЗНИКАЮЩИЕ В ДАТЧИКЕ НА ВХОДЕ И НА ВЫХОДЕ ФИЛЬТРА

Электродвижущая сила (ЭДС) электромагнитной индукции $U_{in}(t, R)$ на входе в фильтр рассчитывается по формуле

$$U_{in}(t, R) = - \frac{d\Phi(t, R)}{dt}. \quad (15)$$

Магнитоиндукционный импульс на выходе датчика (см. рис. 7) есть результат вычисления свертки входного импульса и нормированной импульсной характеристики полосового фильтра $h(t)$:

$$U_{out}(t, R) = \int_0^t U_{in}(t', R) h(t-t') dt'. \quad (16)$$

Здесь

$$h(t) = \frac{\sin[\pi(f_{+1} - f_{-1})t]}{t} \cos[\pi(f_{+1} + f_{-1})t],$$

условие нормировки

$$\int_{-\infty}^{\infty} h(t) dt = 1$$

и $t' \leq t$, так как сигнал на выходе не может опережать сигнал на входе фильтра.

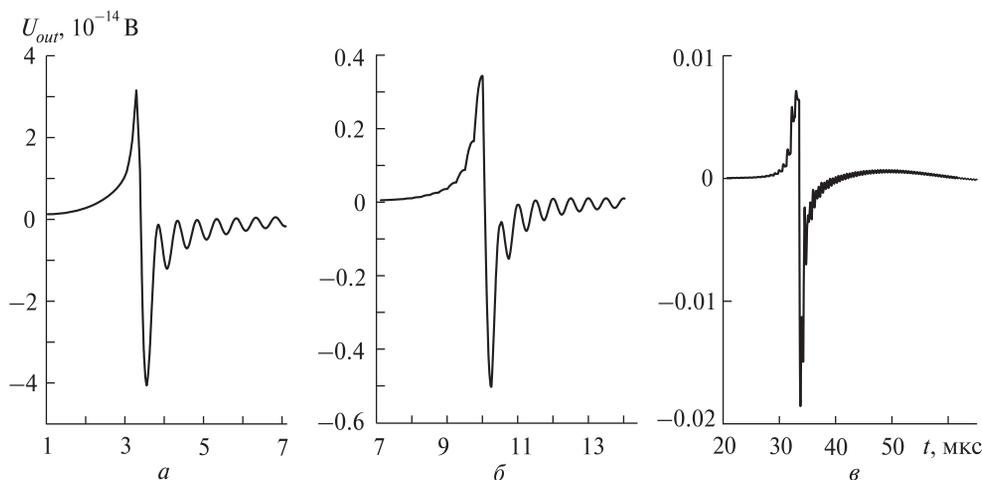


Рис. 7. Магнитоиндукционные импульсы, нормированные на одну частицу ШАЛ, на выходе магнитного датчика ($\mu = 1500$). Расстояние точки наблюдения от оси ШАЛ $R = 1$ км (а), 3 км (б) и 10 км (в). Минимальная энергия электронов избытка $E = 150$ кэВ

Следует отметить, что описанный метод имеет ограничения на малых расстояниях, сравнимых с радиусом Мольер ШАЛ и меньше. В воздухе даже на уровне моря радиус Мольер велик ($r_m = 78.9$ м), и на датчике, оказавшемся внутри ливня, будут когерентно суммироваться магнитные поля различного направления, в том числе и взаимно противоположного. Это приведет к искажению функции радиального распределения амплитуды выходного сигнала на малых расстояниях. Поэтому расстояния для регистрации ШАЛ, на которых магнитная индукция обратно пропорциональна их квадрату, вероятно, $R > (3...5)r_m$.

ВКЛАД ИЗБЫТОЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ РАЗЛИЧНЫХ ЭНЕРГИЙ В РЕГИСТРИРУЕМЫЙ ЭФФЕКТ НА ВЫХОДЕ МАГНИТНОГО ДАТЧИКА

Как выше было отмечено, расчет всех физических величин проводился для пороговой энергии избыточных электронов ШАЛ, равной 150 кэВ (рис. 3). Интегральный избыток при этой пороговой энергии достигает 100 %. Эффективное поперечное сечение комптон-эффекта при $E_\gamma \rightarrow 0$ ограничено даже для истинно свободных электронов. В воздухе, где электроны связаны, фотоны ШАЛ низких энергий поглотятся в результате фотоэффекта. Поэтому увеличе-

ние электронного избытка за счет комптон-эффекта при низких энергиях будет ограничено. Суммарное эффективное поперечное сечение аннигиляции позитронов на связанных и на свободных электронах при низких энергиях также не увеличивается, а электронный избыток, порожденный этим процессом, незначителен в сравнении с двумя другими. Электрон-электронное и позитрон-электронное рассеяния не ограничены при низких энергиях ливневых частиц, поэтому их вклад в суммарный избыток при $E \rightarrow 0$ будет увеличиваться. Соответственно будет увеличиваться значение и ширина углового распределения (см. рис. 4) магнитной индукции. При низких энергиях ливневых электронов флуктуации их числа должны быть велики. Следовательно, магнитная индукция также будет подвержена значительным флуктуациям. Этот вывод подвергает сомнению возможность использования магнитной индукции для регистрации и изучения ШАЛ. Но следует помнить, что в методе электромагнитной индукции играет роль не только величина магнитного потока, но и скорость его изменения (см. формулы (15), (16)). Поэтому итоговый результат показывает, что вклад избыточных электронов низких энергий в амплитуду выходных импульсов магнитного датчика весьма незначителен, и масштаб

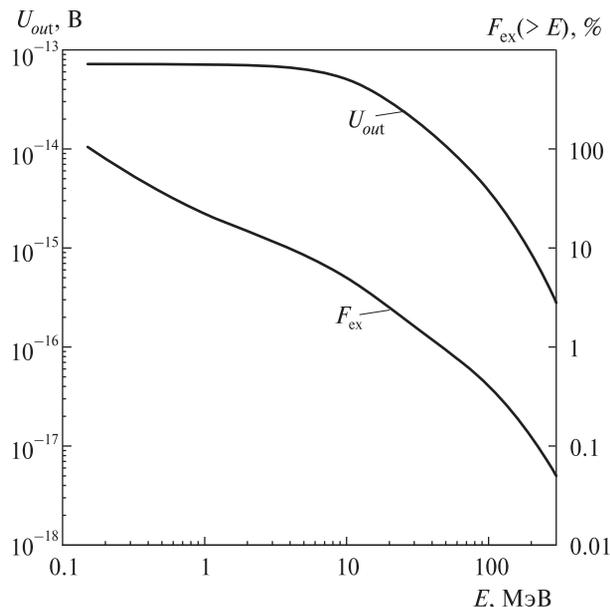


Рис. 8. Интегральный энергетический спектр относительного избытка электронов $F_{ex}(\geq E)$ и соответствующая зависимость амплитуды $U_{out}(\geq E)$ выходного импульса электромагнитной индукции ШАЛ от пороговой энергии на клеммах магнитного датчика на расстоянии $R = 1$ км. Амплитуда поделена на полное число частиц ШАЛ

указанных флуктуаций будет иметь допустимые для экспериментальной регистрации пределы. На рис. 8 описанная ситуация изображена графически.

Очевидно, что реальный вклад в амплитуду выходного биполярного импульса магнитного датчика вносят избыточные электроны с энергией выше 4 МэВ, численность которых составляет 10 % от полного числа частиц ШАЛ. Избыток электронов с меньшими энергиями может достигать и 100 %, но реального вклада в эффект электромагнитной индукции они не добавляют.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Авторы уже не раз возвращаются к эффекту электромагнитной индукции ливней в различных средах, в частности в воздухе, в галите и во льду. Первое упоминание этого эффекта в диссертации одного из авторов относится к 1978 г. Много позже был проведен более подробный расчет [13], но без конкретизации метода регистрации в реальном эксперименте. Позже стало ясно, что

только совместное моделирование физических процессов, происходящих в ливне и в регистрирующем эффекте датчика, позволяет получить результат, который необходим для планирования эксперимента [8, 6, 14]. В настоящее время основные свойства эффекта электромагнитной индукции ШАЛ достаточно изучены теоретически, так что планирование поискового эксперимента не будет вызывать много вопросов. Тем не менее, характеристики предлагаемого датчика не вполне соответствуют задаче регистрации. Краевые эффекты, порождающие неоднородность магнитного поля, потери в феррите, ограниченность частотной характеристики феррита по относительной магнитной проницаемости и его температурная нестабильность — основные недостатки магнитного датчика. Есть другое решение, в котором перечисленных недостатков нет. В качестве датчика служат 16 независимых витков добротного коаксиального кабеля. Витки находятся в параллельных плоскостях и соединены параллельно. Для обеспечения высокой чувствительности суммарная площадь витков должна составлять 1000...1600 м². Поэтому такой датчик является весьма громоздким сооружением. Но это не является большим недостатком, так как широкий атмосферный ливень развивается в очень больших пространственных масштабах. Для определенности рассмотрим одно звено подобного датчика. Оно изображено на рис. 9.

Четыре независимых витка коаксиального кабеля с волновым сопротивлением 75 Ом в параллельных плоскостях (на общем каркасе) с площадью каждого 100 м² (длина одного витка — 35.5 м, диаметр — 11.3 м) соединяются параллельно с помощью двух трансформаторов Рутроффа [16]. Волновое сопротивление трансформаторов — 37.5 Ом, их входы соединяются параллельно, выходы — последовательно, поэтому на выходе звена восстанавливается волновое сопротивление 75 Ом. Далее четыре подобных звена с помощью двух трансформаторов Рутроффа снова соединяются параллельно. Паразитная резонансная частота параллельно соединенных витков не изменяется и составляет примерно 900 кГц. Полосовой фильтр для расширения полосы пропускания датчика будет стоять на выходе всей

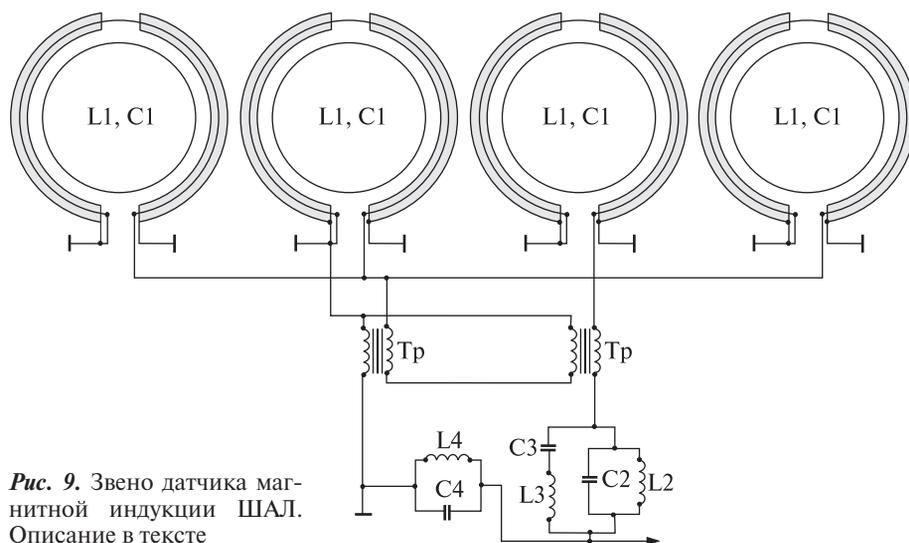


Рис. 9. Звено датчика магнитной индукции ШАЛ. Описание в тексте

системы из 16 параллельно соединенных витков, которая тоже будет служить его входным звеном. Полоса пропускания датчика может быть расширена до 10 МГц: 80 кГц ... 10 МГц. Примерные параметры фильтра: волновое сопротивление — 75 Ом, $C_1 = C_4 \approx 2.4$ нФ, $L_1 = L_4 \approx 13.4$ мкГн, $C_2 \approx 250$ пФ, $L_2 \approx 126$ мкГн, $C_3 \approx 0.335$ мкФ, $L_3 \approx 0.18$ мкГн. Датчик будет иметь вид соленоида с 16 витками большого диаметра. Металлические экраны коаксиальных кабелей каждого витка должны быть разрезаны.

Какой бы датчик из двух представленных ни нашел применение в эксперименте, минимальное их число должно быть равно трем. Располагаться они должны в одном месте в трех взаимно перпендикулярных плоскостях, чтобы суммарная амплитуда их выходных импульсов на расстоянии R_{\perp} от оси ШАЛ (в перпендикулярной плоскости) не зависела бы от направления его прихода: $U_{out}(R_{\perp}) = \sqrt{(U_{out})_x^2 + (U_{out})_y^2 + (U_{out})_z^2}$. В

этом случае $U_{out}(R_{\perp}) = \xi N / R_{\perp}^2$, где ξ — размерный коэффициент пропорциональности, который должен быть определен заранее в расчетах и в предварительных экспериментальных исследованиях. Наличие двух таких систем датчиков, разнесенных друг от друга на достаточно большое расстояние (1...3 км), позволяет однозначно оценить R_{\perp} и полное число частиц N . Для этого,

помимо амплитуд $U_{out}(R_{\perp 1})$, $U_{out}(R_{\perp 2})$, необходимо измерение относительного запаздывания сигналов $\Delta t = (R_{\perp 1} - R_{\perp 2})/c$. Оно осуществляется при помощи глобальной системы позиционирования GPS. Таким образом, альтернативный метод регистрации широких атмосферных ливней, не требующий очень большого числа детекторов, ждет своего экспериментального подтверждения.

1. Аскарьян Г. А. Избыточный отрицательный заряд электронно-фотонного ливня и когерентное излучение от него // Журн. эксперим. и теор. физ. — 1961. — 41. — С. 616—618.
2. Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика. — М.: Наука, 1969. — 624 с.
3. Бельский С. З. Лавинные процессы в космических лучах. — М., Л.: ГИТТЛ, 1948. — 244 с.
4. Грейзен К. Широкие атмосферные ливни // Физика космических лучей / Под ред. Дж. Вильсона. — М.: Изд-во иностр. лит., 1958. — Т. 3. — С. 7—141.
5. Дьяконов М. Н., Егоров Т. А., Ефимов Н. Н. и др. Космическое излучение предельно высокой энергии. — Новосибирск: Наука, 1991. — 251 с.
6. Залюбовский И. И., Карташев В. М., Ковтун В. Е. и др. Магнитоиндукционный эффект электронно-фотонных ливней, развивающихся в больших толщах льда // Радиофизика и радиоастрономия. — 2002. — 7, № 3. — С. 254—264.
7. Зацепин В. И., Чудаков А. Е. Пространственное распределение интенсивности черенковского света от широких атмосферных ливней // Журн. эксперим. и теор. физ. — 1962. — 42. — С. 1622—1628.

8. *Карташев В. М., Ковтун В. Е., Шматко В. Е.* Магнитоиндукционный метод детектирования широких атмосферных ливней предельно высоких энергий // Радиофизика и радиоастрономия. — 1999. — **4**, № 1. — С. 61—68.
9. *Ландау Л. Д.* Угловое распределение частиц в ливнях // Журн. эксперим. и теор. физ. — 1940. — **10**. — С. 1007.
10. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теория поля. — М.: Наука, 1988. — 510 с.
11. *Сахарова Т. М.* Расчет частотных характеристик рабочего затухания электрических фильтров. — М.: Связь, 1968. — 327 с.
12. *Христиансен Г. Б., Куликов Г. В., Фомин Ю. А.* Космическое излучение сверхвысоких энергий. — М.: Атомиздат, 1975. — 256 с.
13. *Шматко Е. С., Молотко С.П., Карташев В.М. и др.* Индукционный эффект широких атмосферных ливней // Пробл. ядер. физ. и космич. лучей. — 1988. — № 30. — С. 3—11.
14. *Kartashev V. M., Kovtun V. E., Minko O. K., et al.* Possibility to detect cosmic particles and neutrino of super-high energies in atmospheric air and condensed media using magnetoinductive method // Вісник Харків. нац. ун-ту ім. В. Н. Каразіна. Сер. Ядра, частинки, поля. — 2004. — Вип. 2 (24). — № 628. — С. 23—34.
15. *Linsley J.* Primary cosmic rays of energy 10^{17} to 10^{20} eV, the energy spectrum and arrival directions // Proc. 8th Int. Cosmic Rays Conf. Jaipur. — 1963. — V. 4. — P. 77—99.
16. *Ruthroff C. L.* Some broad-band transformers // Proc. IRE. — 1959. — **47**. — P. 1337—1342.
17. *Tamm I., Belenky S.* On the soft component of cosmic rays at sea level // J. Phys. USSR. — 1939. — **1**. — P. 177—198.

Надійшла до редакції 26.11.09

*V. M. Kartashev, P. S. Kizim, V. E. Kovtun,
S. N. Stervoiedov, E. S. Shmatko*

ELECTRON EXCESS AND ELECTROMAGNETIC INDUCTION EFFECT OF EXTENSIVE AIR SHOWERS

A differential and integral relative electron excess spectra of an extensive air shower are calculated. Using the mathematical simulation, the magnetic induction from this electron excess and electromagnetic induction output pulses on the contacts of the magnetic sensor with defined parameters are calculated. It is shown that output pulses have a little sensitivity to the soft part (≤ 4 MeV) of the energy excess electron spectra. This opens up possibilities for the development of an alternative method for the extensive air shower detection where the role of the amount fluctuation of low energy particles is very small. All the necessary results for the planning of a research experiment are obtained.