

Магнитоиндукционный метод детектирования широких атмосферных ливней предельно высоких энергий

В. М. Карташев, В. Е. Ковтун, Е. С. Шматко

Харьковский национальный университет,
61077, Харьков, пл. Свободы, 4

Статья поступила в редакцию 7 февраля 2000 г., после переработки 16 мая 2000 г.

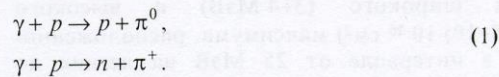
Проведены расчеты магнитной индукции широкого атмосферного ливня (ШАЛ) как функции времени и расстояния до его оси. Магнитное поле ШАЛ возникает благодаря образованию в нем электронного избытка в процессах аннигиляции позитронов, комптоновского рассеяния гамма-квантов и возникновения дельта-электронов в результате рассеяния позитронов и электронов на электронах атомов воздуха. Рассчитаны амплитуда и форма магнитоиндукционных импульсов, возникающих при пересечении индукционных датчиков магнитным полем ШАЛ на различных расстояниях от его оси. Показано, что эффект магнитной индукции применим для регистрации ШАЛ предельно высоких энергий, и даны практические рекомендации для изготовления соответствующих магнитоиндукционных датчиков.

Проведено розрахунки магнітної індукції широкої атмосферної зливи (ШАЗ) як функції часу та відстані до її осі. Магнітне поле ШАЗ виникає завдяки утворенню в ньому електронного надлишку в процесах анігіляції позитронів, комптоновського розсіяння гамма-квантів та появи дельта-електронів в результаті розсіяння позитронів і електронів на електронах атомів повітря. Розраховано амплітуду і форму магнітоіндукційних імпульсів, які виникають при проходженні через індукційні датчики магнітного поля ШАЗ на різних відстанях від його осі. Показано, що ефект магнітної індукції може бути застосований для реєстрації ШАЗ надвисоких енергій, і дано практичні рекомендації для виготовлення відповідних магнітоіндукційних датчиків.

Введение

После открытия в 1965 г. А. А. Пензиасом и Р. В. Вильсоном [1] фонового изотропного реликтового радиоизлучения Вселенной К. Грейзен [2], Г. Т. Зацепин и В. А. Кузьмин [3] предположили существование так называемого реликтового обрезания энергетического спектра первичных космических лучей метagalacticкого происхождения. Интенсивность реликтового радиоизлучения Вселенной описывается законом излучения Планка абсолютно черного тела при температуре $T \sim 2.7$ К с максимумом на длине волны $\lambda = 0.1$ см (энергия фотона $h\nu = 1.24 \cdot 10^{-3}$ эВ) и соответствует плотности фотонов $n_{ph} \sim 400$ см⁻³ в любой точке видимого пространства. Протоны и ядра первичных космических лучей сверхвысоких энергий, распространяясь в "море" реликтовых фотонов, в системе отсчета, где они покоятся, вследствие эффекта Доплера будут взаимодействовать с фотонами радиоизлучения как с гамма-квантами. В результате этого становится возможным процесс фото-ядерного взаимодействия. Это приводит к обеднению тяжелыми ядрами (см. ниже) ядерного состава потока первичных космических лучей сверхвысоких энергий (см. ниже). Протоны будут терять энергию главным образом за счет порогового процесса фоторождения пионов (на

ядрах порог фоторождения пионов выше, так как взаимодействие фотона происходит с одним из нуклонов ядра, а энергия, приходящаяся на нуклон $E_N = E_0/A$, где A – число нуклонов в ядре, E_0 – полная энергия ядра):



Для нахождения полной пороговой энергии протона E_b воспользуемся для реакций (1) релятивистским инвариантом, рассматривая только лобовые столкновения:

$$\begin{aligned} (h\nu + E_b)^2 - \left(\frac{h\nu}{c} - \frac{1}{c} \sqrt{E_b^2 - (m_p c^2)^2} \right)^2 c^2 = \\ = (m_p c^2 + m_\pi c^2)^2, \end{aligned} \quad (2)$$

где $m_p c^2$ и $m_\pi c^2$ – соответственно энергия покоя протона и пиона, c – скорость света. Проводя преобразования и пренебрегая в окончательном выражении энергией покоя протона в сравнении с его полной энергией, получим:

$$E_b \approx \frac{(m_p c^2 + m_\pi c^2)^2 - (m_p c^2)^2}{4h\nu}. \quad (3)$$

Для энергий фотонов $h\nu$, соответствующих максимуму интенсивности реликтового фона, пороговая энергия протонов составит $(5.4 \div 5.7) \cdot 10^{19}$ эВ (масса нейтрального пиона несколько меньше массы заряженного, масса протона чуть меньше массы нейтрона). Поперечное сечение фоторождения пионов в системе отсчета, где протон покоится, нарастает от $\sigma_{\pi} \sim 10^{-29}$ см² на пороге рождения (энергия фотонов ~ 150 МэВ) до $\sigma_{\pi} = (2 \div 2.5) \cdot 10^{-28}$ см² в максимуме (энергия фотонов ~ 300 МэВ) [4]. Таким образом, наиболее вероятны взаимодействия протонов с энергией $\sim 10^{20}$ эВ. Средняя длина свободного пробега протонов с такой энергией в реликтовом "море" $\ell = 1/(n_{pi} \sigma_{\pi}) \sim 10^{25}$ см. Видимая Вселенная имеет радиус $\sim 1.23 \cdot 10^{28}$ см. Для нашей Галактики радиус можно принять равным $3 \cdot 10^{22}$ см. Сравнивая среднюю длину свободного пробега протона с радиусами Галактики и Вселенной, приходим к заключению, что спектр первичного космического излучения будет обрезан при энергии протонов $\sim 10^{20}$ эВ в том случае, когда источники космических лучей находятся на расстояниях, больших 10^{25} см от Земли. Космические лучи из нашей Галактики и из ближайшего Сверхскопления галактик реликтовому обрезанию практически не подвержены.

Космические ядра будут испытывать фотоядерные взаимодействия (γ, n) и (γ, p) при столкновении с реликтовыми фотонами. В системе отсчета, где ядра покоятся, зависимость поперечного сечения фотоядерного взаимодействия от энергии фотонов имеет вид широкого ($3 \div 4$ МэВ) и высокого ($\sim (5 \div 10) \cdot 10^{-26}$ см²) максимума, расположенного в интервале от 25 МэВ на легких до 13 МэВ на очень тяжелых ядрах [5,6]. При этом, положение максимума на энергетической шкале фотонов изменяется в зависимости от массового числа ядра как $A^{-0.19}$. Кинетическая энергия ядра в результате фотоядерного взаимодействия существенно не меняется, так как энергия фотона непосредственно передается вылетающему из ядра протону или нейтрону (за вычетом энергии связи их в ядре). Используя эффект Доплера в ультрарелятивистском случае для встречных столкновений ядер с реликтовыми фотонами, найдем связь энергии фотона E_{γ} в системе отсчета, где ядро покоится, с энергией фотона в лабораторной системе координат:

$$E_{\gamma} \approx 2h\nu \left(\frac{E_0}{Mc^2} \right), \quad (4)$$

где Mc^2 и E_0 – соответственно энергия покоя и полная энергия ядра. Полагая $E_{\gamma} \sim 25$ МэВ для легких и $E_{\gamma} \sim 13$ МэВ для очень тяжелых ядер, а также $h\nu = 1.24 \cdot 10^{-3}$ эВ, найдем диапазон энергий первичного энергетического спектра космических лучей, в пределах которого идут фотоядерные реакции с реликтовыми фотонами: для легких $E_0 \sim 6.6 \cdot 10^{19}$ эВ и для очень тяжелых ядер $E_0 \sim 10^{21}$ эВ. То есть, фотоядерные реакции с реликтовыми фотонами идут при энергиях ядер $(5 \div 10) \cdot 10^{18}$ эВ/нуклон. Длина свободного пробега ядер в реликтовом "море" $\ell \approx (2.5 \div 5) \cdot 10^{22}$ см, что сравнимо с радиусом нашей Галактики. Таким образом, состав первичного космического излучения предельно высоких энергий будет обедняться ядрами тем больше, чем дальше от Земли находятся источники космических лучей. В том случае, когда источники находятся на расстояниях, больших 10^{25} см, ядерный состав практически превращается в протонный, а протоны будут иметь энергию не выше 10^{20} эВ из-за реакций фоторождения пионов. Подводя итог сказанному, следует констатировать, что поведение энергетического спектра и ядерного состава космических лучей в области предельно высоких энергий не может быть установлено без проведения крупномасштабных экспериментов. Результаты этих экспериментов помогут определить вклад галактических и внегалактических источников космических лучей, выбрать возможный механизм ускорения и найти предельную энергию ускоренных заряженных частиц в нашей Галактике.

Проблема реликтового обрезания космических лучей стала предметом изучения нескольких экспериментальных установок широких атмосферных ливней (ШАЛ) с большой площадью регистрации, часть из которых была создана уже после открытия микроволнового радиоизлучения Вселенной: Волкано Ренч (США, 8 км²), Хавера Парк (Англия, 12 км²), установка Сиднейского университета (Австралия, 55 км²), Якутская установка (Россия, 30 км²), Акено (Япония, 20 км²), "Мушинный глаз" (США). В настоящее время реализуются проекты крупнейших установок: ШАЛ-1000 (Россия, 1000 км²) и обсерватория Пьер Оже (США и Аргентина, 10000 км²). За исключением установки "Мушинный глаз", все установки ШАЛ детектируют электроны и мюоны, а затем осуществляется переход к энергии первичной космической частицы с использованием общепринятых моделей развития ядерного и электромагнитного каскадных процессов. Установка "Мушинный глаз" детектирует ШАЛ по его черенковскому излучению и сцинтилляции атмосферного азота в оптическом диапазоне. В настоящей статье предлагается детек-

тировать ШАЛ предельно высоких энергий путем регистрации его магнитной индукции.

1. Электронный избыток ШАЛ

В 1961 г. Г. Аскарьян [7] предположил образование избыточного электронного заряда в электромагнитном каскадном процессе ШАЛ. Электронный избыток накапливается вследствие аннигиляции позитронов на лету, вырывания энергичных электронов из атомов среды фотонами (комpton-эффект), рассеяния электронов и позитронов на электронах среды с образованием быстрых δ -электронов. Оценки Г. Аскарьяна [7] величины электронного избытка дали значение $\sim 10\%$ от полного числа частиц ШАЛ в максимуме его развития. В работе [8] электронный избыток был рассчитан численно. Его величина уменьшается с увеличением энергии частиц ШАЛ от 8 до 3% и может быть описана простой аппроксимацией этих численных результатов [9]:

$$v(E) = \frac{N_- - N_+}{N_- + N_+} = \left(12 + \frac{E}{5}\right)^{-1}, \quad (5)$$

в которой E – кинетическая энергия ливневых электронов, МэВ; N_+ , N_- – соответственно, число позитронов и электронов с энергией E на некоторой глубине развития ШАЛ в единичном интервале энергий.

2. Магнитная индукция электронного избытка ШАЛ

Широкий атмосферный ливень представляет собой сгусток частиц и фотонов, релятивистски сжатый вдоль продольной скорости движения, плотность которого достаточно быстро уменьшается по мере удаления от его оси в радиальном направлении. Подавляющая часть сгустка частиц состоит из электронов и позитронов. Электронный избыток ШАЛ создает некомпенсированное магнитное поле, сосредоточенное преимущественно в плоскости этого сгустка. Движущийся равномерно и прямолинейно со скоростью v электрон, находящийся в ливневом сгустке на расстоянии r от его оси, создает в точке наблюдения на радиальном расстоянии R от той же оси и под углом γ к направлению движения электрическое поле и нормальное к нему и к скорости частицы магнитное поле [10]

$$H(t, R) = \frac{e\beta(1-\beta^2)\sin\gamma}{L^2(1-\beta^2\sin^2\gamma)^{3/2}}. \quad (6)$$

Здесь e – заряд электрона, $\beta = \sqrt{1 - \left(\frac{mc^2}{E + mc^2}\right)^2}$,

mc^2 – энергия покоя электрона,

$L = \sqrt{R^2 + r^2 - 2Rr\cos\varphi_r + [\beta c(t - \tau)]^2}$ – расстояние от точки наблюдения до ливневого электрона в произвольный момент времени t ,

$\tau = c^{-1}\sqrt{R^2 + r^2 - 2Rr\cos\varphi_r}$ – время распространения магнитного поля от ливневого электрона до точки наблюдения в том случае, когда ШАЛ пересекает плоскость наблюдения,

$\sin\gamma = \sqrt{1 - [\beta c(t - \tau)/L]^2}$, φ_r – азимутальный угол радиус-вектора \vec{r} ливневого электрона. Для проектирования магнитного поля ливневого электрона на направление, перпендикулярное оси ливня и радиус-вектору \vec{R} точки наблюдения, необходимо ввести проектирующий косинус: $\cos\alpha = (R - r\cos\varphi_r)/L$, так как направление магнитного поля отдельного электрона в этой точке не совпадает с направлением суммарного магнитного поля ШАЛ.

Вычислим величину магнитной индукции $B(t, \tau, R)$ ШАЛ как функцию времени t , запаздывания τ и расстояния R от его оси.

$$B(t, \tau, R) = 10^{-4} \mu \times \int_0^\infty dE \int_0^\infty r dr \int_0^{2\pi} v(E) F(E) \rho(r) H(t, R) \cos\alpha d\varphi_r. \quad (7)$$

Здесь μ – относительная магнитная проницаемость среды, в которой измеряется магнитная индукция (коэффициент 10^{-4} появляется при переходе к единице измерения тесла, так как магнитное поле электрона $H(t, R)$ в формуле (6) вычисляется в гауссах). Интегрирование в (7) проводится по энергетическому спектру $F(E)$ и по азимутально-симметричному радиальному распределению $\rho(r)$ заряженных частиц. Дифференциальный энергетический спектр заряженных частиц является достаточно сложной функцией различных характеристик ШАЛ. Упрощая вычислительную задачу, используем аппроксимационный спектр частиц из работы [11] для области максимума его развития:

$$F(E) dE = \frac{2.3}{E_c} \left(1 + \frac{2.3}{E_c} E\right)^{-2} dE, \quad (8)$$

$$\int_0^\infty F(E) dE = 1,$$

где $E_c=81$ МэВ – критическая кинетическая энергия для электронов в воздухе. Для описания радиального распределения частиц в ливневом сгустке $\rho(r)$ на поверхности Земли также используют эмпирические аппроксимационные формулы. В частности, на Якутской установке радиальное распределение частиц ШАЛ описывают так называемой аппроксимацией Грейзена [12] структурной функции Нишимуры и Каматы [13,14] с видоизменениями Линсли [15]:

$$\rho\left(\frac{r}{r_m}\right) = K(a,b) \left(\frac{r}{r_m}\right)^{-a} \left(1 + \frac{r}{r_m}\right)^{-(b-a)} N \quad (9)$$

В этой формуле $K(a,b)$ – нормировочный коэффициент, который находят, вычисляя интеграл: $\int_0^{2\pi} d\phi_r \int_0^{\infty} \rho\left(\frac{r}{r_m}\right) r dr = N$, где N – полное число частиц ШАЛ на уровне наблюдения. Показатель степени $a \approx 1$, а коэффициент $b \approx 3.6$ для ШАЛ с числом частиц $N \geq 10^9$ [16]. Мольеровский радиус $r_m = x_0 E_s / (\rho_0 E_c)$, в котором $x_0 = 37.1$ г/см² – радиационная длина для электрона или фотона в воздухе, $E_s = 21$ МэВ – энергия рассеяния, ρ_0 – плотность воздуха, г/см³. На уровне моря при нормальном давлении ($\rho_0 = 1.225 \cdot 10^{-3}$ г/см³) и температуре $T = 0$ °C $r_m = 78.5$ м. Нормировочный коэффициент $K(a,b) = 1.6 / (2\pi r_m^2)$ при $a=1$, $b=3.6$. Размерностью радиального распределения частиц ШАЛ, описываемого формулой (9), обычно считают отношение числа частиц к площади. Энергию первичной частицы, образовавшей ШАЛ с числом частиц N вблизи уровня моря, на Якутской установке вычисляют по эмпирической формуле [16]:

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

Погрешность определения энергии ~33%, значение энергии в формуле (10) вычисляется в эВ. Поскольку энергия реликтового обрезания энергетического спектра космических лучей ~ 10^{20} эВ, то регистрируемое максимальное число частиц ШАЛ на уровне моря не будет превосходить ~ $3 \cdot 10^{10}$.

3. Результаты расчета магнитной индукции ШАЛ

На рис. 1 показана зависимость магнитной индукции ШАЛ (нормированной на его полное число частиц на уровне наблюдения) от расстояния R до его оси при $t=\tau$, численно рассчитанная по формуле (7). На рис. 2 изображена

зависимость от времени $B(\tau, t, R)$ при фиксированных значениях R . Очевидно, что скорость изменения $B(\tau, t, R)$ уменьшается при увеличении R . Если предположить, что магнитоиндукционным датчиком является один виток провода с высокой проводимостью, площадь которого равна S (в м²) и $S \ll \left(\frac{mc^2 R}{mc^2 + E}\right)^2$, то магнитный поток через плоскость такого датчика

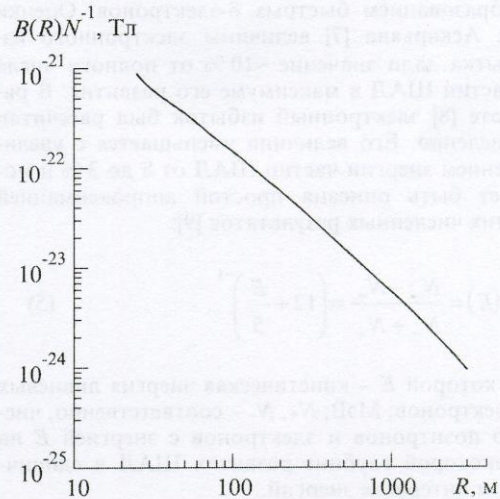


Рис. 1. Магнитная индукция, нормированная на полное число частиц, как функция расстояния до оси ШАЛ при $t=\tau$

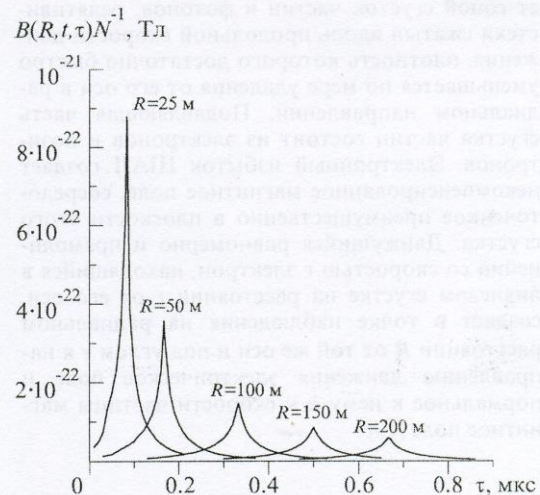


Рис. 2. Зависимость от времени магнитной индукции ШАЛ, нормированной на полное число частиц, на фиксированных расстояниях от его оси

$\Phi_m = SB(t, R)$. Электродвижущая сила (*emf*) на клеммах идеального магнитоиндукционного датчика, у которого условно отсутствуют паразитные емкость и индуктивность,

$$emf = -\frac{d\Phi_m}{dt} = U(t, R), \quad (11)$$

и измеряется в вольтах (В). На рис. 3-6 показаны зависимости от времени ЭДС электромагнитной индукции на одну ливневую заряженную частицу в идеальном датчике с площадью $S=1 \text{ м}^2$ на различных расстояниях от оси ШАЛ.

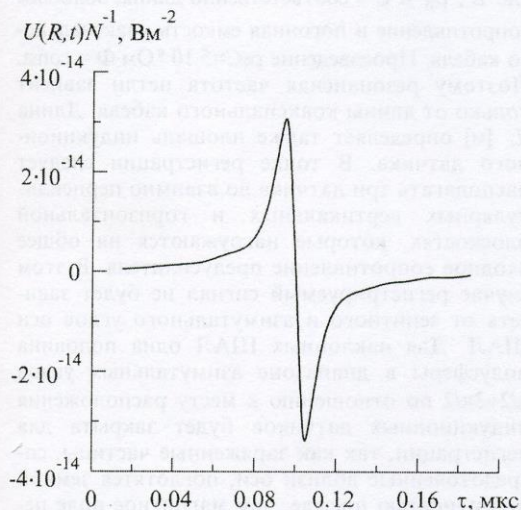


Рис. 3. Зависимость от времени магнитоиндукционного импульса, нормированного на полное число частиц, в идеальном индукционном датчике с площадью витка $S=1 \text{ м}^2$ на расстоянии $R=30 \text{ м}$ от оси ШАЛ

Амплитуда импульса напряжения $U(t, R)$ на клеммах идеального датчика по результатам численного дифференцирования падает по мере увеличения расстояния от 300 до 3000 м как R^{-2} . Такая зависимость от расстояния ($\sim R^{-2}$) амплитуды индукционного импульса слабее аналогичной зависимости плотности числа частиц на больших расстояниях ($r^{-3.6}$) для энергичных ШАЛ. В том случае, когда площадь витка $S \geq \left(\frac{mc^2 R}{mc^2 + E}\right)^2$, магнитный поток представляет собой свертку магнитной индукции $B(t, R)$ с аппаратурной функцией, которой является зависимость от времени площади пересечения витка магнитным полем ШАЛ. Полагая $\beta=1$, получим

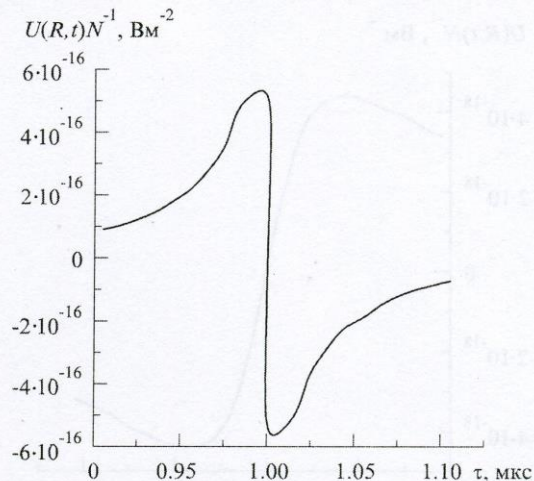


Рис. 4. Зависимость от времени магнитоиндукционного импульса, нормированного на полное число частиц, в идеальном индукционном датчике с площадью витка $S=1 \text{ м}^2$ на расстоянии $R=300 \text{ м}$ от оси ШАЛ

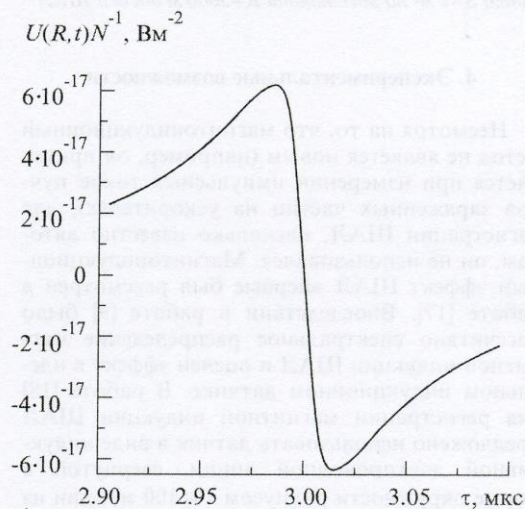


Рис. 5. Зависимость от времени магнитоиндукционного импульса, нормированного на полное число частиц, в идеальном индукционном датчике с площадью витка $S=1 \text{ м}^2$ на расстоянии $R=900 \text{ м}$ от оси ШАЛ

$$\Phi_m = 2c^2 \int_{-\infty}^{+\infty} B[t', R - c(t-t')](t-t') dt' \quad (12)$$

для витка в форме квадрата со стороной $d = c(t-t')_{\max}$. При $t' > t$ $\Phi_m = 0$, так как магнитный поток не может опережать магнитную индукцию. Учет аппаратурной функции приведет к интегрированию индукционного импульса и уменьшению его амплитуды $U(t, R)$ ШАЛ на малых расстояниях от его оси.

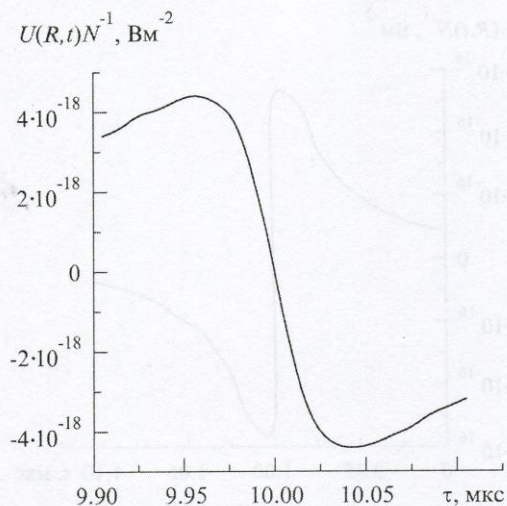


Рис. 6. Зависимость от времени магнитоиндукционного импульса, нормированного на полное число частиц, в идеальном индукционном датчике с площадью витка $S=1 \text{ м}^2$ на расстоянии $R=3000 \text{ м}$ от оси ШАЛ

4. Экспериментальные возможности

Несмотря на то, что магнитоиндукционный метод не является новым (например, он применяется при измерении импульсных токов пучков заряженных частиц на ускорителях), для регистрации ШАЛ, насколько известно авторам, он не использовался. Магнитоиндукционный эффект ШАЛ впервые был рассмотрен в работе [17]. Впоследствии в работе [9] было рассчитано спектральное распределение магнитной индукции ШАЛ и оценен эффект в идеальном индукционном датчике. В работе [18] для регистрации магнитной индукции ШАЛ предложено использовать датчик в виде индуктивной двухпроводной линии, свернутой в форме окружности радиусом $10 \pm 100 \text{ м}$, один из проводников которой имеет форму спирали, а второй проходит вдоль ее оси. Двухпроводная линия нагружена на согласованное с ней активное сопротивление. Она способна детектировать электроны избыточного заряда ШАЛ, проходящие через площадь, ограниченную окружностью. Возникающая ЭДС, по оценке авторов, достаточна для регистрации ШАЛ с пороговой энергией $\sim 10^{15} \text{ эВ}$. Авторы настоящей статьи рассматривают экспериментальные возможности магнитоиндукционного эффекта только в свете регистрации ШАЛ предельно высоких энергий, при которых следует ожидать реликтовое обрезание энергетического спектра первичных космических лучей.

Магнитоиндукционные датчики могут быть изготовлены из высокочастотного коаксиального кабеля, изогнутого в виде окружности.

Наружный проводник кабеля служит электрическим экраном. Он должен быть разрезан, чтобы предотвратить прохождение по нему замкнутых электрических токов. Один конец внутреннего, а также начало и конец внешнего проводников коаксиального кабеля соединяются с корпусом предусилителя. Петля, образованная внутренним проводником, нагружается на входное сопротивление предусилителя. Резонансная частота петли

$$f_{\text{res}} = \frac{1}{2\pi L \rho_0 C}, \quad (13)$$

где L , ρ_0 и C — соответственно длина, волновое сопротивление и погонная емкость коаксиального кабеля. Произведение $\rho_0 C = 5 \cdot 10^{-9} \text{ Ом} \cdot \text{Ф} = \text{const}$. Поэтому резонансная частота петли зависит только от длины коаксиального кабеля. Длина L [м] определяет также площадь индукционного датчика. В точке регистрации следует располагать три датчика во взаимно перпендикулярных вертикальных и горизонтальной плоскостях, которые нагружаются на общее входное сопротивление предусилителя. В этом случае регистрируемый сигнал не будет зависеть от зенитного и азимутального углов оси ШАЛ. Для наклонных ШАЛ одна половина полусферы в диапазоне азимутальных углов $\pi/2 \div 3\pi/2$ по отношению к месту расположения индукционных датчиков будет закрыта для регистрации, так как заряженные частицы, сосредоточенные вблизи оси, поглотятся земной поверхностью прежде, чем магнитное поле пересечет плоскость датчика. Для увеличения эффективной площади индукционных датчиков в каждой из плоскостей можно располагать несколько параллельных независимых петель, нагруженных на общее входное сопротивление предусилителя. Паразитная резонансная частота при этом не изменяется. Использование индукционных датчиков в виде экранированных соленоидов нецелесообразно из-за больших омических потерь, низкой паразитной резонансной частоты и увеличения длительности индукционного импульса. Регистрация магнитоиндукционного эффекта ШАЛ возможна как с помощью избирательных, так и с применением апериодических усилителей. В последнем случае следует принимать меры для расширения паразитного резонанса регистрирующей петли. Вероятно, оптимальные параметры петли: $L = 10 \text{ м}$, $f_{\text{res}} = 1 \text{ МГц}$, $S = 78.5 \text{ м}^2$. Использование 13 независимых экранированных петель в каждой плоскости позволит увеличить эффективную площадь регистрации до $S \approx 1000 \text{ м}^2$. Важной задачей является защита индукционных датчиков от естественных (например, от радиоизлучения стримеров гро-

зовых разрядов) и промышленных, главным образом, низкочастотных помех. Для этого можно применять электрические антенны, например, вертикальные широкополосные вибраторы, расположенные рядом с магнитоиндукционными датчиками и включенные с ними на антисовпадение во времени. Магнитоиндукционными датчиками могут быть дополнены существующие или строящиеся установки ШАЛ. Магнитная индукция создается электронами некомпенсированного заряда ШАЛ, которые сосредоточены вблизи его оси, так как плотность полного числа частиц быстро падает по мере удаления от неё. Если индукционный датчик расположен рядом с детекторами системы отбора ШАЛ по заряженным частицам, то сигнал, возникающий в нем, $U(R,t) \sim N/R^2$ и будет запаздывать на время $\tau \sim R/c$ относительно момента регистрации периферийных частиц, если не принимать во внимание задержек, связанных с кривизной фронта ливневого сгустка на больших расстояниях от оси.

Продemonстрируем возможности магнитоиндукционного метода в случае регистрации ШАЛ предельно высоких энергий на одном из примеров. Предположим, что два детектора заряженных частиц, близко расположенных друг к другу в плоскости наблюдения, имеют площадь 10 м^2 каждый и включены между собой на совпадение во времени. Такая комбинация детекторов является простейшей системой отбора ШАЛ. Пороговая плотность числа частиц для этой системы $\rho_{\text{bord}} = 0.1 \text{ м}^{-2}$, что соответствует одновременному прохождению через каждый детектор одной частицы. Будем рассматривать ШАЛ с предельным числом частиц $N = 10^{10}$ ($E_0 = 4 \cdot 10^{19}$ эВ). Согласно формуле (9), регистрация такого числа частиц соответствует пересечению осей ШАЛ с энергией $E_0 = 4 \cdot 10^{19}$ эВ плоскости наблюдения в пределах узкого кольца радиуса 5.4 км. Центр кольца находится на середине расстояния между детекторами. Эффективная площадь регистрации ШАЛ с энергией $E_0 \geq 4 \cdot 10^{19}$ эВ $S_{\text{eff}} \sim 90 \text{ км}^2$. Средняя скорость регистрации в телесном угле $\Omega = \pi$ составляет ~ 9 ШАЛ/год [16]. Поместим магнитоиндукционный датчик с суммарной площадью витков 1000 м^2 рядом с системой отбора ШАЛ. В таком варианте расположения датчик будет регистрировать магнитоиндукционный импульс с амплитудой (одной полярности) $\sim 10 \div 15 \text{ мкВ}$ и запаздыванием $\tau = 18 \text{ мкс}$ относительно момента регистрации заряженных частиц с плотностью $\rho_{\text{bord}} = 0.1 \text{ м}^{-2}$. Телесный угол индукционного датчика в 2 раза меньше ($\Omega = \pi/2$). Таким образом, простейшая система из двух детекторов заряженных частиц и одного магнитоиндукционного датчика позволяет в каждом случае регистрации ШАЛ определять амплитуду индук-

ционного импульса, расстояние $R = ct$ до его оси, а также полное число частиц N , так как зависимость (11) известна. Расширение эффективной площади регистрации ШАЛ с энергией $E_0 \geq 4 \cdot 10^{19}$ эВ до значений $S_{\text{eff}} \sim 1000 \text{ км}^2$ лежит на пути увеличения числа описанных систем регистрации, разнесенных на расстояние $\sim 5 \text{ км}$ друг от друга.

Литература

1. A. A. Penzias, R. W. Wilson. *Astron. J.* 1965, **142**, p. 419.
2. K. Greisen. *Phys. Rev. Lett.* 1966, **16**, pp. 748-750.
3. Г. Т. Зацепин, В. А. Кузьмин. *Письма в ЖЭТФ.* 1966, **4**, с. 78-79.
4. С. Хаякава. *Физика космических лучей. Часть 1. Ядерно-физический аспект.* Москва, Мир, 1973, 701 с.
5. К. Н. Мухин. *Введение в ядерную физику.* Москва, Госатомиздат, 1963, 588 с.
6. Ю. М. Широков, Н. П. Юдин. *Ядерная физика.* Москва, Наука, 1980, 727 с.
7. Г. А. Аскарьян. *ЖЭТФ.* 1961, **41**, с. 616-618.
8. V. V. Guzavin, I. P. Ivaneko, A. E. Levitin. *Canad. J. Phys.* 1968, **46**, pp. S209-S211.
9. Е. С. Шматко, С. П. Молотко, В. М. Карташев, А. В. Лазарев, А. В. Дудник. *Проблемы ядерной физики и космических лучей.* 1988, вып. 30, с. 3-11.
10. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. *Теория поля.* Москва, Наука, 1967, 504 с.
11. В. И. Зацепин, А. Е. Чудаков. *ЖЭТФ.* 1962, **42**, с. 1622-1628.
12. К. Грейзен. *Широкие атмосферные ливни.* В кн: *Физика космических лучей.* Под редакцией Дж. Вильсона. Москва, Иностран. лит., 1958, **3**, с. 7-141.
13. J. Nishimura, K. Kamata. *Progr. Theor. Phys.* 1950, **5**, p. 899.
14. J. Nishimura, K. Kamata. *Progr. Theor. Phys.* 1951, **6**, p. 628.
15. J. Linsley. *Proc. 8th Int. Cosmic Rays Conf. Jaipur.* 1963, **4**, pp. 77-99.
16. 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, 251 с.
17. Е. С. Шматко. *Дис. ... канд. физ.-мат. наук.* Харьков, 1978, 121 с.
18. П. И. Голубничий, А. Д. Филоненко, В. А. Царев. *Изв. АН СССР, сер. физ.,* 1991, **55**, №4, с. 727-729.

Magnetoinductive Method for Detection of Extensive Air Showers of Ultimate High Energies

V. M. Kartashov, V. Y. Kovtun, Y. S. Shmatko

The Extensive Air Showers (EAS) magnetic inductance has been calculated as a function of time and distance to the EAS axis. The EAS magnetic field is generated due to the EAS

produced electron excess in the processes of positron annihilation, gamma-quantum Compton scattering and delta-electrons production caused by positron and electron scattering on the air atom electrons. The amplitude and shape of magnetoinductance pulses that are being formed while the EAS magnetic field is coming across the inductance pickups have been calculated at

different distances from the EAS axis. The effect of magnetic inductance have been shown to be applicable for recording EAS of ultimate energies and practical recommendations have been offered for manufacture of suitable magnetoinductance pickups.

Y. M. Kartashev, V. E. Kovtun, Y. S. Shmatko
The Extensive Air Showers (EAS) magnetic inductance has been calculated as a function of time and distance to the EAS axis. The EAS magnetic field is generated due to the EAS

Magnetoinductive Method for Detection of Extensive Air Showers of Ultimate High Energies

1. A. K. Kartashev, V. E. Kovtun, Y. S. Shmatko, *Phys. Lett.* 1989, 141, 413-415.
2. A. K. Kartashev, V. E. Kovtun, Y. S. Shmatko, *Phys. Lett.* 1989, 141, 416-418.
3. V. E. Kovtun, A. K. Kartashev, Y. S. Shmatko, *Phys. Lett.* 1989, 141, 419-421.
4. V. E. Kovtun, A. K. Kartashev, Y. S. Shmatko, *Phys. Lett.* 1989, 141, 422-424.
5. V. E. Kovtun, A. K. Kartashev, Y. S. Shmatko, *Phys. Lett.* 1989, 141, 425-427.
6. V. E. Kovtun, A. K. Kartashev, Y. S. Shmatko, *Phys. Lett.* 1989, 141, 428-430.
7. V. E. Kovtun, A. K. Kartashev, Y. S. Shmatko, *Phys. Lett.* 1989, 141, 431-433.
8. V. E. Kovtun, A. K. Kartashev, Y. S. Shmatko, *Phys. Lett.* 1989, 141, 434-436.
9. V. E. Kovtun, A. K. Kartashev, Y. S. Shmatko, *Phys. Lett.* 1989, 141, 437-439.
10. V. E. Kovtun, A. K. Kartashev, Y. S. Shmatko, *Phys. Lett.* 1989, 141, 440-442.
11. V. E. Kovtun, A. K. Kartashev, Y. S. Shmatko, *Phys. Lett.* 1989, 141, 443-445.
12. V. E. Kovtun, A. K. Kartashev, Y. S. Shmatko, *Phys. Lett.* 1989, 141, 446-448.
13. V. E. Kovtun, A. K. Kartashev, Y. S. Shmatko, *Phys. Lett.* 1989, 141, 449-451.
14. V. E. Kovtun, A. K. Kartashev, Y. S. Shmatko, *Phys. Lett.* 1989, 141, 452-454.
15. V. E. Kovtun, A. K. Kartashev, Y. S. Shmatko, *Phys. Lett.* 1989, 141, 455-457.
16. V. E. Kovtun, A. K. Kartashev, Y. S. Shmatko, *Phys. Lett.* 1989, 141, 458-460.
17. V. E. Kovtun, A. K. Kartashev, Y. S. Shmatko, *Phys. Lett.* 1989, 141, 461-463.
18. V. E. Kovtun, A. K. Kartashev, Y. S. Shmatko, *Phys. Lett.* 1989, 141, 464-466.
19. V. E. Kovtun, A. K. Kartashev, Y. S. Shmatko, *Phys. Lett.* 1989, 141, 467-469.
20. V. E. Kovtun, A. K. Kartashev, Y. S. Shmatko, *Phys. Lett.* 1989, 141, 470-472.

Узловыми частями и экранированными участками. Расчеты выполнены по формулам, приведенным в [1].

Итак, магнитная индукция составляет величину порядка 10^{-12} Тл на расстоянии 10^7 м от оси. Таким образом, для регистрации EAS с помощью магнитной индукции необходимо использовать чувствительные датчики, способные регистрировать такие слабые сигналы.

В заключение отметим, что предложенная методика позволяет регистрировать EAS с помощью магнитной индукции. Это дает возможность использовать для регистрации EAS датчики, которые не требуют сложной аппаратуры и могут быть изготовлены в заводских условиях.

Итак, магнитная индукция составляет величину порядка 10^{-12} Тл на расстоянии 10^7 м от оси. Таким образом, для регистрации EAS с помощью магнитной индукции необходимо использовать чувствительные датчики, способные регистрировать такие слабые сигналы.

В заключение отметим, что предложенная методика позволяет регистрировать EAS с помощью магнитной индукции. Это дает возможность использовать для регистрации EAS датчики, которые не требуют сложной аппаратуры и могут быть изготовлены в заводских условиях.