

# Об отсутствии черенковских свойств у когерентного радиоизлучения атмосферных ливней на частотах менее 100 МГц

Н. Н. Калмыков<sup>a</sup>, А. А. Константинов<sup>b</sup>

*Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скobelцына МГУ, отдел частиц сверхвысоких энергий. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

*E-mail: <sup>a</sup>kalm@eas.sinp.msu.ru, <sup>b</sup>elan1980@mail.ru*

Статья поступила 31.01.2009, подписана в печать 15.02.2009.

Во многих современных работах, посвященных расчету радиоизлучения от широких атмосферных ливней (ШАЛ) в диапазоне 10–100 МГц, излучение заряженных частиц ШАЛ, движущихся со скоростью, превышающей скорость света в воздухе, отождествляется с излучением Вавилова–Черенкова (ИВЧ). В настоящей работе показывается, что радиоизлучение от ШАЛ на частотах < 100 МГц на самом деле не обладает свойствами ИВЧ, регистрируемого от ШАЛ в оптическом диапазоне.

**Ключевые слова:** радиоизлучение широких атмосферных ливней, черенковское излучение, механизм Аскарьона, геосинхротронная модель.

УДК: 537.591.15. PACS: 96.50.sd, 41.60.-m, 41.60.Bq, 07.05.Tr.

## Введение

В начале 2000-х гг. начали работу два эксперимента CODALEMA (Франция) [1] и LOPES (Германия) [2], нацеленные на изучение радиоизлучения атмосферных ливней в диапазоне частот 30–80 МГц и разработку на его основе нового метода регистрации космических лучей с энергией выше  $5 \cdot 10^{16}$  эВ. В настоящее время для анализа экспериментальных данных [1, 2] широко используется так называемая геосинхротронная модель [3–5], предложенная в 2003 г. Фальке и Горхамом [6] и предполагающая, что наблюдаемое радиоизлучение возникает исключительно за счет искривления траекторий заряженных частиц ШАЛ в геомагнитном поле. С момента выхода статьи [6] прошло уже довольно много времени, однако до сих пор никто не обратил внимания на, по меньшей мере, два очевидных недостатка предложенного в ней подхода к вычислению радиоизлучения ШАЛ.

Первый состоит в том, что геосинхротронная модель постулирует закон движения заряженных частиц ШАЛ, который имеет мало общего с действительностью. Как показывает прямое моделирование ливней методом Монте-Карло, в формировании траекторий заряженных частиц ШАЛ доминирующую роль играют элементарные взаимодействия с воздухом (рождение частиц, кулоновское рассеяние, аннигиляция и т. д.), а не отклонения в магнитном поле Земли. Как видно из рис. 1, влияние последнего сводится не к реальному движению по искривленным траекториям, а лишь к дрейфу частиц ШАЛ вдоль направления силы Лоренца.

Второй недостаток связан с тем, что с помощью геосинхротронной модели [6] невозможно корректно описать механизм Аскарьона (когерентное радиоизлучение избытка электронов) [7], который является главным механизмом образования радиоизлучения ШАЛ, движущихся вдоль направления геомагнитного поля. Это видно хотя бы из того, что при «устранении» магнитного поля Земли геосинхротронная модель дает «ноль», тогда как должно оставаться радиоизлучение избытка электронов в ливне. Видимо, именно по этой причине в работе [4], в которой при расчете радиоизлучения ШАЛ коэффициент преломления воздуха  $n$  принимался равным единице, была высказана мысль, что «дополнительное» поле,

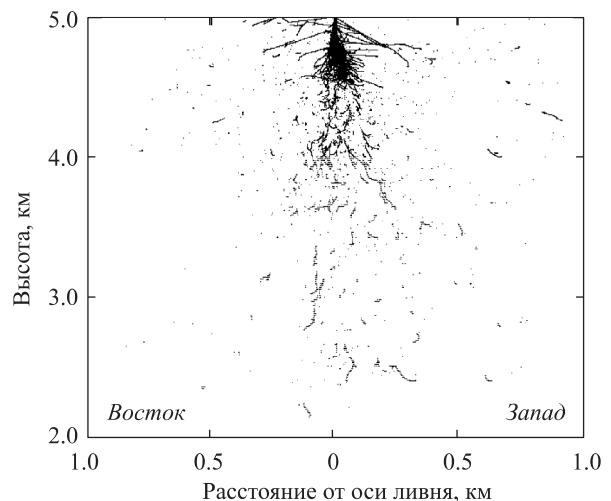


Рис. 1. Траектории частиц (электронов и позитронов) в ливне, образованном первичным электроном с энергией  $E_0 = 100$  МэВ в атмосфере Земли. 200 испытаний

возникающее при учете реального значения  $n$ , и есть излучение Аскарьона [7]. На этом основании в работе [4] механизм Аскарьона полностью отождествляется с ИВЧ. Авторы работ [3, 5] не столь категоричны, однако и они отождествляют названную часть поля с ИВЧ.

Результаты расчета радиоизлучения ШАЛ методом Монте-Карло, выполненного нами в рамках подхода, свободного от перечисленных выше недостатков геосинхротронной модели, показывают, что по крайней мере в диапазоне < 100 МГц излучение, создаваемое ШАЛ, и, в частности, механизм Аскарьона, никакого отношения к ИВЧ не имеют. При этом стоит отметить, что впервые на отсутствие «черенковских» свойств у когерентного на длинах волн > 1 м радиоизлучения ШАЛ было обращено внимание задолго до работ [3–5]: в работе Кана и Лерша [8], а также в книге [9].

## Излучение Вавилова–Черенкова в случае ШАЛ

Как известно, в работе [10] И. Е. Тамм сформулировал условия

$$\frac{L}{\lambda}(n\beta - 1) \gg 1 \quad \text{и} \quad \frac{L}{\lambda}(n\beta + 1) \gg 1, \quad (1)$$

при которых у излучения от заряженной частицы, движущейся равномерно и прямолинейно на ограниченной траектории длины  $L$  в прозрачной среде, формируются характерные для ИВЧ резкая направленность под углом

$$\theta_0 = \arccos(1/n\beta) \quad (2)$$

и свойство порога (ниже которого излучение почти отсутствует)

$$\beta > 1/n, \quad (3)$$

где  $\lambda$  — длина волны излучения в вакууме,  $n$  — коэффициент преломления среды и  $\beta = u/c$  — скорость частицы в единицах скорости света. Напомним, откуда берутся соотношения (1)–(3).

Математически соотношения (1)–(3) возникают при расчете интенсивности излучения в данной полосе частот  $d\omega$  [11]:

$$\frac{dW}{d\omega} = 4\pi\varepsilon_0 c n \int |\mathbf{E}_\omega|^2 R^2 d\Omega, \quad (4)$$

где  $\varepsilon_0$  — диэлектрическая постоянная вакуума,  $\mathbf{E}_\omega$  — фурье-компоненты электрического поля,  $R$  — расстояние между частицей и точкой наблюдения,  $d\Omega = R^2 \sin\theta d\theta d\phi$  — элемент телесного угла. Предположим, что прямолинейное и равномерное движение заряженной частицы со скоростью  $u > c/n$  имеет место при  $t \in (t_0, t_0 + \Delta t)$ . В приближении Фраунгофера фурье-компоненты  $\mathbf{E}_\omega$  равна [11]

$$\mathbf{E}_\omega = \frac{e}{8\pi^2\varepsilon_0 c} \frac{e^{ikR}}{R} e^{i\omega(t_0 - ne_R \cdot \xi_0/c)} \frac{e^{i\omega\Delta t(1-ne_R\beta)} - 1}{1 - ne_R \cdot \beta} \beta_\perp, \quad (5)$$

где  $e$  — заряд частицы,  $\beta = u/c$ ,  $\beta_\perp = -[\mathbf{e}_R \times (\mathbf{e}_R \times \mathbf{\beta})]$  — нормальная составляющая  $\beta$  к направлению наблюдения,  $\mathbf{e}_R = \mathbf{R}/R$ ,  $\mathbf{R}$  — векторное расстояние между частицей в момент времени  $t_0$  и точкой наблюдения,  $\xi_0$  — радиус-вектор частицы в момент  $t_0$ . Подставляя выражение (5) в (4) и вводя переменную  $x = \omega\Delta t(1 - n\beta \cos\theta)/2$ , получаем

$$\begin{aligned} \frac{dW}{d\omega} = & \frac{e^2 L \omega}{4\pi^2 \varepsilon_0 c^2} \times \\ & \times \int_{-\omega\Delta t(n\beta-1)/2}^{+\omega\Delta t(n\beta+1)/2} \left( 1 - \left( 1 - \frac{2x}{\omega\Delta t} \right)^2 \frac{1}{n^2 \beta^2} \right) \frac{\sin^2 x}{x^2} dx. \end{aligned} \quad (6)$$

Как видно, условия (1) тождественны требованию того, чтобы пределы интегрирования были велики:

$$\omega\Delta t(n\beta - 1) \gg 1 \quad \text{и} \quad \omega\Delta t(n\beta + 1) \gg 1. \quad (7)$$

В этом случае выражение для интенсивности распадается на два слагаемых:

$$\frac{dW}{d\omega} = \left( \frac{dW}{d\omega} \right)_{VC} + \left( \frac{dW}{d\omega} \right)_B, \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} \left( \frac{dW}{d\omega} \right)_{VC} \approx & \frac{e^2 L \omega}{4\pi^2 \varepsilon_0 c^2} \left( 1 - \frac{1}{n^2 \beta^2} \right) \times \\ & \times \lim_{a \rightarrow +\infty} \int_{-a(n\beta-1)/2}^{+a(n\beta+1)/2} \frac{\sin^2 x}{x^2} dx = \frac{e^2 L \omega}{4\pi \varepsilon_0 c^2} \left( 1 - \frac{1}{n^2 \beta^2} \right), \end{aligned}$$

$$\left( \frac{dW}{d\omega} \right)_B = \frac{e^2}{\pi^2 \varepsilon_0 c \beta n^2} \int_{-\omega\Delta t(n\beta-1)/2}^{+\omega\Delta t(n\beta+1)/2} \left( x - \frac{x^2}{\omega\Delta t} \right) \frac{\sin^2 x}{x^2} dx \approx$$

$$\begin{aligned} \approx & \frac{e^2}{\pi^2 \varepsilon_0 c \beta n^2} \left( \lim_{a \rightarrow +\infty} \int_{-a(n\beta-1)/2}^{+a(n\beta+1)/2} \frac{\sin^2 x}{x} dx - \right. \\ & \left. - 2n\beta \lim_{a \rightarrow +\infty} \frac{1}{2a} \int_{-a}^{+a} \sin^2 x dx \right) = \\ = & \frac{e^2}{2\pi^2 \varepsilon_0 c \beta n^2} \left( \ln \frac{1 + n\beta}{|1 - n\beta|} - 2n\beta \right). \end{aligned}$$

При выполнении условий (1), первое из которых предполагает, что  $n\beta > 1$ , первое слагаемое в (8), соответствующее ИВЧ, доминирует над вторым. Второе слагаемое, как известно [10], описывает интенсивность излучения от концов траектории, где рождается и гибнет частица, и никак не связано с веществом.

Выражение для интенсивности излучения в случае невыполнения требований (1) было получено в работе [12]. Результирующая формула довольно громоздка, однако для нас важно отметить, что соотношения (2) и (3) при этом теряют смысл. По интерпретации Франка [13], физический смысл неравенств (1) состоит в том, что при их нарушении излучение когерентно на существенной части траектории частицы под любым углом наблюдения, тогда как для формирования свойств ИВЧ (2) и (3) нужно, чтобы излучение было когерентным только в одном направлении.

Рассмотрим типичный электрон с энергией  $\sim 100$  МэВ в максимуме развития вертикального ШАЛ  $\sim 5$  км. Поскольку коэффициент преломления воздуха  $n \approx 1$ , существенным оказывается первое условие в (1). Используя среднее значение коэффициента преломления  $n = 1.00022$ , из (1) получаем условие, при котором излучение отдельных частиц ШАЛ, движущихся со скоростью выше скорости света в воздухе, будет обладать свойствами ИВЧ (2) и (3):

$$\begin{aligned} \text{оптика } (\lambda = 4000 \text{ \AA}): & L \gg 0.1 \text{ см}, \\ \text{радио } (\lambda = 5 \text{ м}): & L \gg 25 \text{ км}. \end{aligned}$$

Полагая  $L \sim X_0/2 \approx 250$  м, где  $X_0$  — радиационная длина воздуха на высоте 5 км (этот длина определяет размер пути, на котором энергия электрона падает в 2.7 раз за счет тормозного излучения), получаем, что первое условие в (1) хорошо выполняется на световых длинах волн, а в радиодиапазоне катастрофически нарушается. Наглядно это видно из рис. 1. В диапазоне частот экспериментов [1, 2] радиоизлучение ШАЛ, таким образом, не должно обладать свойствами «обычного» ИВЧ.

Тот же результат легко получить, если рассматривать ШАЛ в целом. В приближении точечного ШАЛ, в волновой зоне фурье-компонента радиоизлучения равна [11]

$$\mathbf{E}_\omega = -\frac{i\omega}{8\pi^2 \varepsilon_0 c^2} \frac{1}{k^2} \int [\mathbf{k} \times [\mathbf{k} \times \mathbf{j}]] \frac{e^{i\omega t(1-n\mathbf{k} \cdot \mathbf{s}/k)}}{r} dt, \quad (9)$$

где  $\mathbf{k}$  — волновой вектор в вакууме,  $r$  — расстояние между элементом тока  $\mathbf{j} dt$  ШАЛ и точкой наблюдения в момент времени  $t$ ,  $n$  — коэффициент преломления атмосферного воздуха,  $\mathbf{s}$  — единичный вектор вдоль оси ливня. Как видно из (9), на радиоволнах размер одной зоны Френеля  $\Delta F_{LM}$ , соответствующей продольному движению ШАЛ, может значительно преувеличивать радиационную длину ( $\approx 300$  м на уровне моря). Скажем, при наблюдении излучения вблизи

оси ливня  $\Delta F_{LM} \approx \lambda/(n - 1)$ , так что при  $\lambda = 5$  м  $\Delta F_{LM} \sim 25$  км. Поскольку характерный продольный размер ШАЛ  $\sim 5\text{--}10$  км, на частотах  $< 100$  МГц ШАЛ излучает когерентно практически на всех стадиях своего развития, причем не только на угле (2). Отсюда прямо следует, что на указанных частотах соотношения (2) и (3) должны утрачивать физический смысл.

### Результаты моделирования радиоизлучения ШАЛ

Моделирование ШАЛ выполнялось с помощью программы EGSnrc на основе метода Монте-Карло [14]. Геомагнитное поле соответствовало месту проведения эксперимента LOPES [2]. Плотность и оптические свойства земной атмосферы воспроизводились с шагом 5 г/см<sup>2</sup> по высоте. Поле излучения вычислялось «на лету», т. е. параллельно моделированию ливня, от каждой частицы ливня с энергией выше 100 кэВ по формуле (5), в которой  $\Delta t$  — время движения частицы на прямолинейном треке траектории (длина трека  $\leq 1$  м),  $\beta = u/c$  — постоянный на данном треке вектор скорости частицы.

Как было сказано, в экспериментах [1, 2] регистрируются радиоимпульсы от ШАЛ с энергиями  $E_0 \geq 5 \cdot 10^{16}$  эВ. Здесь, однако, будут представлены результаты при энергиях  $10^{14}$  и  $10^{15}$  эВ, поскольку моделирование радиоизлучения при больших энергиях требует сегодня больших затрат времени. Использование макроскопического подхода к расчету радиоизлучения ШАЛ, описанного в работе авторов [15], в принципе позволяет провести моделирование при  $E_0 > 5 \cdot 10^{16}$  эВ. Мы, однако, не стали этого делать, так как те эффекты, которые исследуются в настоящей работе, от первичной энергии ливня не зависят.

На рис. 2 представлена зависимость напряженности поля радиоизлучения, созданного вертикальным ШАЛ с энергией  $10^{15}$  эВ на расстоянии 100 м от оси, от энергии частиц ливня. Как видно, вклад частиц с энергией ниже порога, определяемого соотношением (3), в полное поле составляет для 1 и 1000 МГц соответственно 80 и 10%. В диапазоне частот эксперимента LOPES этот вклад достигает 20–30%. Отметим также, что тот факт, что отличие радиоизлучения ШАЛ от ИВЧ оказывается тем сильнее, чем меньше частота, находится в полном согласии с (1).

Напомним, что в режиме когерентного излучения (когда среднее расстояние между заряженными частицами ливня меньше длины волн) ток  $j$  в уравнении (9) обусловлен наличием избытка электронов и поляризацией ШАЛ в геомагнитном поле [7, 8]. Как следует из рис. 3, на котором представлено пространственное распределение радиоизлучения ШАЛ на частоте 60 МГц в отсутствие геомагнитного поля, в случае атмосферных ливней термин «черенковское излучение избытка электронов», используемый в работе [4], мягко говоря, неудачен, поскольку замена коэффициента преломления воздуха  $n$  в формуле поля (5) на единицу приводит к незначительному изменению напряженности поля радиоизлучения.

В этой связи интересно отметить, что ситуация, в которой у когерентного радиоизлучения, возникающего за счет избытка электронов, появляются характерные для ИВЧ свойства направленности (2) и порога (3), реализуется, по-видимому, только в плотных средах, причем связано это с тем обстоятельством, что в плотных средах

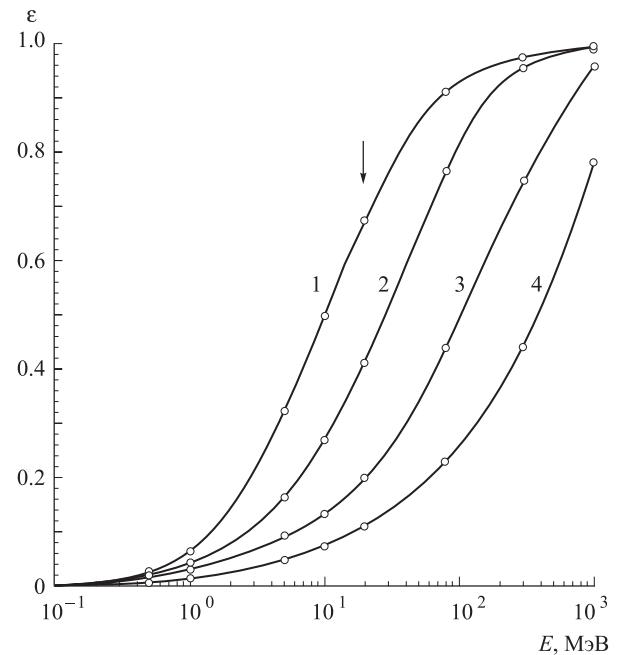


Рис. 2. Вклад электронов и позитронов с энергией ниже  $E$  в напряженность поля радиоизлучения  $E_\nu$ , создаваемого вертикальным ШАЛ с энергией  $E_0 = 10^{15}$  эВ на расстоянии 100 м от его оси. Параметр  $\varepsilon = (E_\nu(>100 \text{ кэВ}) - E_\nu(>E))/E_\nu(>100 \text{ кэВ})$ . Кривые: 1 — 1 МГц, 2 — 10 МГц, 3 — 100 МГц, 4 — 1000 МГц. Стрелкой показан порог для электронов на уровне моря, определяемый из условия (3)

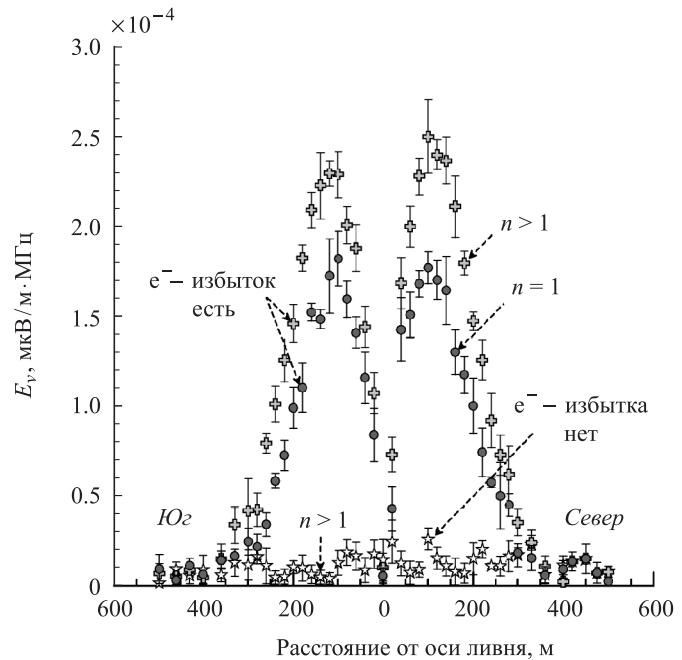
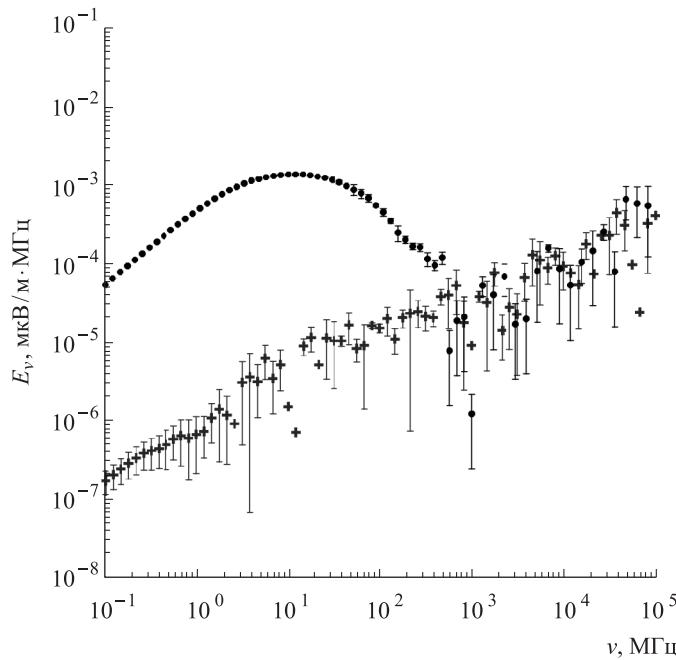


Рис. 3. Пространственное распределение напряженности поля радиоизлучения на частоте 60 МГц от вертикального ливня с энергией  $E_0 = 10^{14}$  эВ. Магнитное поле Земли отсутствует. Тест с коэффициентом преломления воздуха  $n$  ( $n > 1$  — реальный коэффициент преломления земной атмосферы) и избытком электронов. Статистика — 10 ливней

величина  $(n - 1) \sim 1$ . Например, во льду ( $n = 1.78$ ) условия формирования «черенковских» свойств излучения (2) и (3) имеют вид  $L \gg \lambda$ , где  $L$  — характерный



*Rис. 4.* Частотный спектр радиоизлучения на расстоянии 200 м от оси (в направлении на север) от вертикального ливня с энергией  $E_0 = 10^{14}$  эВ (кружки). Кресты — то же самое, но в отсутствие магнитного поля Земли и избытка электронов в ливне. Статистика — 5 ливней

размер ливня  $\sim 10$  м. Излучение приобретает острую направленность по углу (2) ( $\approx 56^\circ$ ) при  $\lambda \sim 1$  м, что намного превышает не только расстояние между частицами ливня, но и весь ливень, чьи поперечные размеры  $\sim 10$  см. Во льду, таким образом, существует довольно широкий интервал частот (от 300 МГц до, по меньшей мере, 10 ГГц), в котором излучение ливней, с одной стороны, когерентно, а с другой — обладает свойствами (2) и (3), так что наблюдаемое радиоизлучение — «нормальное» ИВЧ избытка электронов [16, 17]. В случае атмосферных ливней такого интервала частот не существует. В самом деле, для ШАЛ первое условие в (1) начинает выполняться только при  $\nu > 10\text{--}100$  ГГц, однако на таких частотах радиоизлучение ШАЛ уже не является когерентным, и излучение избытка электронов (например, когда ливень идет вдоль магнитного поля Земли) наблюдать невозможно (рис. 4).

### The absence of Cherenkov properties of the coherent radio emission from air showers at the frequencies below 100 MHz

N. N. Kalmykov<sup>a</sup>, A. A. Konstantinov<sup>b</sup>

Skobeltsyn Research Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

E-mail: <sup>a</sup> kalm@eas.sinp.msu.ru, <sup>b</sup> elan1980@mail.ru.

In many nowadays works aimed at calculating the radio emission from extensive air showers (EAS) in the 10–100 MHz frequency range, the radiation of the EAS charged particles with the velocity higher than the speed of light in air, is considered as the Vavilov–Cherenkov radiation (VCR). In this paper, it is shown that at least at the frequencies below 100 MHz the EAS radio emission reveals no properties of the VCR registered from the EAS in the optical frequency range.

**Keywords:** extensive air shower radio emission, Cherenkov radiation, Askaryan's mechanism, geosynchrotron model.

**PACS:** 96.50.sd, 41.60.-m, 41.60.Bq, 07.05.Tp.

*Received 31 January 2008.*

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 3(2009).

### Сведения об авторах

- Калмыков Николай Николаевич — д. ф.-м. н., профессор, зав. отделом; тел.: 939-23-69, e-mail: kalm@eas.sinp.msu.ru.
- Константинов Андрей Алексеевич — к. ф.-м. н., мл. научн. сотр.; тел.: 939-15-32, e-mail: elan1980@mail.ru.

### Заключение

Выполненный расчет радиоизлучения ШАЛ показывает существенное различие природы излучения ШАЛ в радио и оптическом диапазонах длин волн. В диапазоне  $< 100$  МГц излучение от ШАЛ не проявляет свойств ИВЧ и, в частности, механизм Аскарьяна [7] отождествлять с ИВЧ нельзя. Подобная терминологическая путаница, по-видимому, неизбежна в рамках геосинхротронной модели [6], дающей заведомо ошибочный результат для ливней с малыми геомагнитными углами прихода.

### Список литературы

1. Ardouin D.A., Bellétoile A., Charrier D. et al. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2005. **555**. P. 148.
2. Nigl A., Apel W.D., Arteaga J.C. et al. // Astropart. Phys. 2008. **26**. P. 807.
3. Du Vernois M.A., Cai B., Kleckner D. // Proc. 29<sup>th</sup> ICRC. Pune. 2005. **8**. P. 311.
4. Huege T., Falcke H. // Astropart. Phys. 2005. **430**. P. 779 (см. также публикации на сайте <http://www.lopes-project.org>).
5. Scholten O., Werner K., Rusydi F. // Astropart. Phys. 2008. **29**. P. 94.
6. Falcke H., Gorham W.P. // Astropart. Phys. 2003. **19**. P. 477.
7. Аскарьян Г.А. // ЖЭТФ. 1961. **41**. С. 616.
8. Kahn F.D., Lerche I. // Proc. Phys. Soc. A. 1966. **289**. P. 206.
9. Христиансен Г.Б., Куликов Г.Б., Фомин Ю.А. Космическое излучение сверхвысоких энергий. М., 1975.
10. Тамм И.Е. // Ж. Phys. USSR. 1939. **1**. P. 439.
11. Пановский В., Филипс М. // Классическая электродинамика. М., 1963; Panofsky W.K.H., Phillips M. Classical electricity and magnetism. L., 1964.
12. Кобзев А.П., Франк И.М. // Ядерная Физика. 1981. **34**. С. 125.
13. Франк И.М. Излучение Вавилова–Черенкова. Вопросы теории. М., 1988.
14. Kawrakow I., Rogers D.W.O. The EGSnrc Code System: Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport. NRCC Report PIRS-701. 2002.
15. Калмыков Н.Н., Константинов А.А., Энгель Р. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2008. № 4. С. 56.
16. Zas E., Halzen F., Stanev T. // Phys. Rev. D. 1992. **45**. P. 362.
17. Gorham P.W., Barwick S.W., Beatty J.J. et al. // Phys. Rev. Lett. 2007. **99**. P. 171101.