

УДК 537.591.15

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЧЕРЕНКОВСКОГО И ГЕОСИНХРОТРОННОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ С ЭНЕРГИЕЙ 1 И 10 ТЭВ

Н. Н. Калмыков, А. А. Константинов, Р. Энгель*)
(НИИЯФ)

E-mail: elan@eas.sinp.msu.ru

Рассматриваются два механизма радиоизлучения широких атмосферных ливней (ШАЛ): черенковское излучение отрицательного избытка и геосинхротронный механизм. Статистическое моделирование ливней проводится с помощью программы EGSnrc. Расчеты пространственного распределения и частотного спектра радиоизлучения выполняются в диапазоне частот, соответствующем эксперименту LOPES (несколько десятков МГц).

Введение

Когерентное радиоизлучение, создаваемое ШАЛ, теоретически было предсказано Аскарьяном в 1961 г. [1, 2] и впервые экспериментально наблюдалось группой Джелли на частоте 44 МГц в 1965 г. [3]. Долгое время это явление рассматривается как интересная альтернатива традиционным методам регистрации космических лучей с энергией выше 10^{17} эВ. В ходе проведенных в 1960–1970-е гг. пионерских исследований радиоизлучения ШАЛ был накоплен солидный теоретический и экспериментальный материал, однако создание надежного метода регистрации ШАЛ на базе радиоизлучения оказалось вне возможностей того времени [4, 5].

Современные эксперименты CODALEMA [6] и LOPES [7], нацеленные на изучение радиоизлучения атмосферных ливней, используют значительно улучшенные по сравнению с первыми экспериментами детекторы радиоизлучения. Вместе с тем развитие количественной теории радиоизлучения ШАЛ также идет сейчас на качественно новом уровне, что дает возможность окончательно решить главный вопрос теории, а именно определить относительную роль различных механизмов генерации радиоизлучения в воздухе.

Первый механизм радиоизлучения, который был предложен Аскарьяном, связан с черенковским излучением избытка электронов в ливне [1]. Интенсивность этого механизма максимальна в ливнях, развивающихся в конденсированных средах, таких, как, например, лед [8–10]. В случае земной атмосферы искривление траекторий заряженных частиц ШАЛ в магнитном поле Земли приводит к возникновению конкурирующего излучения. Этот механизм генерации когерентного радиоизлучения получил название геосинхротронного и был деталь-

но исследован в работах [11, 12]. Результаты как старых, так и новых экспериментов указывают на ведущую роль именно этого механизма. Однако количественный ответ на вопрос об относительной роли механизма Аскарьяна и геосинхротронного радиоизлучения до сих пор отсутствует. Точно вопрос этот может быть решен только при совместном рассмотрении черенковского и геосинхротронного излучений в рамках одной реалистичной модели. В настоящей работе проводится расчет радиоизлучения, учитывающий два названных механизма, для случая вертикальных атмосферных ливней с энергией 1–10 ТэВ. Моделирование и параллельное сравнение механизмов проводится на разных частотах приема сигналов в широком диапазоне расстояний от оси ливня.

Моделирование

Для расчета радиоимпульсов от атмосферных ливней был написан программный код на основе монте-карловской программы EGSnrc [13]. Атмосфера задавалась в виде двухсот слоев однородного воздуха, плотность и оптические свойства которого меняются от слоя к слою в соответствии с моделью земной атмосферы. Направление и величина магнитного поля [14] были выбраны по месту проведения эксперимента LOPES [7]: 49° с.ш., 8° в.д. При вычислении электрического поля радиоизлучения в настоящей работе используется подход, в котором учитывается излучение каждой частицы.

Проблема разделения черенковского и геосинхротронного излучения решается следующим образом. Если заряженная частица движется с постоянной скоростью одновременно в магнитном поле \mathbf{B} и в среде с показателем преломления n , создаваемое

*) Форшунгцентр Карлсруэ, Институт Ядерной Физики, 3640, D-76021 Карлсруэ, Германия.

ею электрическое поле \mathbf{E} можно представить в виде векторной суммы двух частей

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2,$$

причем $\mathbf{E}_1 \rightarrow 0$, когда $\mathbf{B} \rightarrow 0$, и $\mathbf{E}_2 \rightarrow 0$, когда $n \rightarrow 1$. Было принято, что \mathbf{E}_1 — поле, возникающее за счет искривления траектории частицы в магнитном поле Земли (геосинхротронное излучение), и \mathbf{E}_2 — поле, определяемое свойствами среды (воздуха), в которой происходит движение, (черенковское излучение).

Результаты

Все результаты, представляемые ниже, относятся к вертикальным ливням от начальных фотонов с энергией $E_0 = 1$ и 10 ТэВ, запускавшихся с высоты 30 км над уровнем наблюдения (соответствующему уровню моря). Пороговая энергия моделирования частиц ливня E_{thr} составляет 100 кэВ либо 1 МэВ и ниже для каждого случая оговаривается отдельно. Пространственное распределение радиоизлучения рассчитывается сразу на нескольких частотах приема радиосигнала ν : 30 , 60 и 100 МГц. Поле вычисляется в диапазоне расстояний от оси ливня R от 0 до 500 м с шагом 10 м по прямой, направленной в сторону географического севера. Угол между осью ливня и магнитным полем составляет 25.3° .

На рис. 1 представлена зависимость числа заряженных частиц N_{ch} в ливне от глубины t , выраженной в радиационных единицах ($t_0 = 36.82$ г/см²). На пути в 30 км вертикальный ливень с энергией 1 ТэВ успевает пройти все стадии своего развития, максимум которого достигается на высоте ≈ 8 км. Видно, что в максимуме развития ливня избыток электронов ϵ составляет $\approx 20\%$. Отметим, что, так как черенковское излучение вызывают только те электроны и позитроны, энергия которых больше

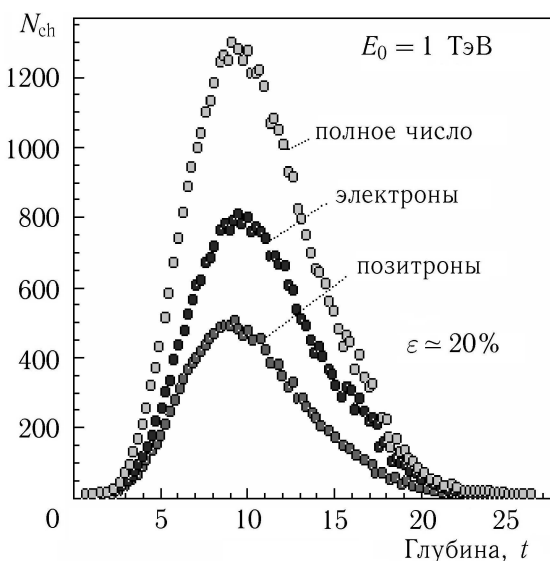


Рис. 1. Число частиц ливня как функция глубины. $E_{thr} = 1$ МэВ. Результат усреднен по 20 ливням

соответствующего порога, реальный вклад в электрическое поле дает только третья часть указанного избытка (в максимуме ливня $\approx 7\%$ при значении порога 36 МэВ). Во льду, напротив, из-за большого показателя преломления ($n = 1.78$) вклад в черенковское излучение дает практически весь избыток электронов [9, 10].

На рис. 2 приведено пространственное распределение черенковского радиоизлучения от ливня с энергией 10 ТэВ для разных частот приема радиосигнала. Фурье-компонента электрического поля E_ν нормирована на частоту 30 МГц. Ассоциация этого излучения с действием механизма Аскарьяна (излучение избытка отрицательного заряда в ливне) подтверждается прямым расчетом: в отсутствие избытка и при прочих равных условиях амплитуда поля падает на два-три порядка в зависимости от частоты наблюдения. Интересно также отметить ярко выраженный дифракционный характер черенковского радиоизлучения.

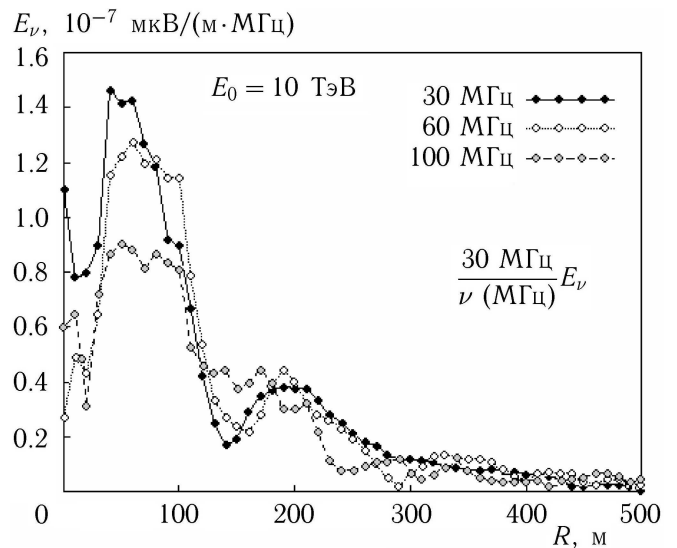


Рис. 2. Пространственное распределение черенковского радиоизлучения на разных частотах. $E_{thr} = 100$ кэВ. Результат усреднен по 5 ливням

Полная картина радиоизлучения от ливня с энергией 10 ТэВ представлена на рис. 3, где изображены пространственные распределения черенковского, геосинхротронного и полного (сумма первых двух) излучений. На 30 МГц (рис. 3, а) наблюдается практически полное доминирование геосинхротронного механизма радиоизлучения. Однако ситуация меняется при переходе к более высоким частотам, (рис. 3, б), когда заметный вклад в полное поле начинает давать и черенковская компонента, особенно в районе главного черенковского максимума.

Наблюдаемую на рис. 3 закономерность можно объяснить различием в спектральных свойствах двух видов излучений. На рис. 4 представлены их

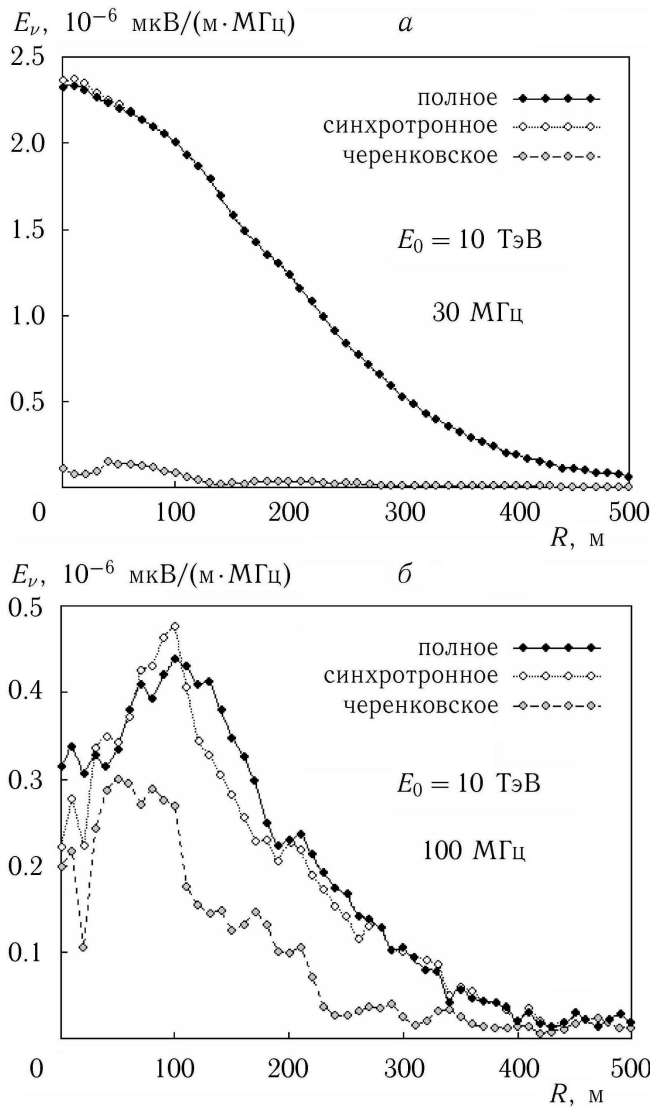


Рис. 3. Пространственное распределение геосинхротронного, черенковского и полного радиоизлучения: *a* — на частоте 30 МГц, *б* — на частоте 100 МГц. $E_{\text{thr}} = 100$ кэВ. Результат усреднен по 5 ливням

частотные спектры, рассчитанные в диапазоне от 1 до 200 МГц, на расстояниях от оси ливня 100 и 300 м (энергия ливня 1 ТэВ). Видно (рис. 4, *a*), что при возрастании частоты когерентный режим в случае черенковского излучения нарушается позже ($\nu \sim 100$ МГц), чем в случае геосинхротронного механизма ($\nu \sim 30$ МГц). Ситуация не меняется и при переходе к большим расстояниям от оси ливня (рис. 4, *б*). Разница в порогах когерентности кажется естественной и вытекает из разницы эффективных размеров области локализации излучателей для двух механизмов. В случае черенковского излучения это электроны с энергией, не меньшей 21 МэВ, а излучатели геосинхротронного механизма — все электроны ливня (порог моделирования составляет 100 кэВ).

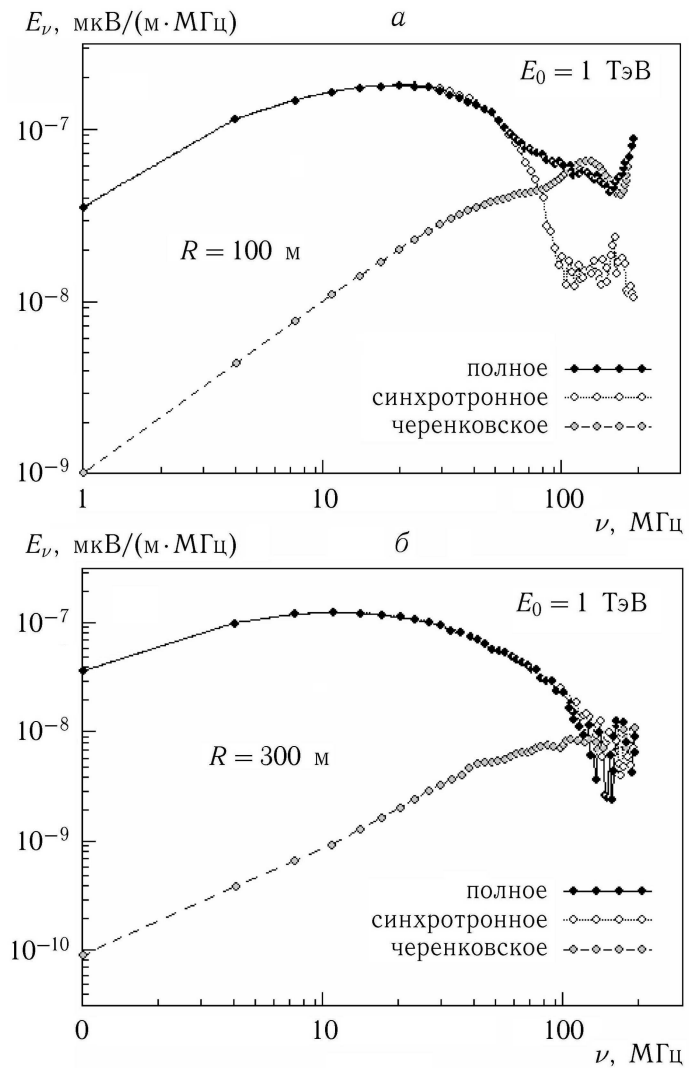


Рис. 4. Спектральное распределение геосинхротронного, черенковского и полного радиоизлучения: *a* — на расстоянии 100 м, *б* — на расстоянии 300 м. $E_{\text{thr}} = 100$ кэВ. Результат усреднен по 5 ливням

Выводы

Выполненный расчет радиоизлучения от вертикальных ливней с энергией 1–10 ТэВ не показал полного доминирования какого-то одного из двух рассматриваемых механизмов радиоизлучения в атмосфере Земли. Соответствующая теория радиоизлучения должна принимать в расчет наряду с геосинхротронным радиоизлучением также и черенковское излучение.

Вклад черенковского излучения в общее поле неодинаков на разных расстояниях от оси ливня. На малых расстояниях, включающих в себя главный максимум, этот вклад растет с увеличением частоты наблюдения за счет нарушения когерентности геосинхротронного радиоизлучения там, где она сохраняется для черенковского. Та

же разница в спектральных свойствах наблюдается и на больших расстояниях от оси ливня, однако величина вклада черенковской компоненты оказывается здесь значительно меньше по той причине, что поток геосинхротронного радиоизлучения падает с расстоянием медленнее, чем поток черенковского.

Амплитуда геосинхротронного механизма существенно зависит от конфигурации системы «ось ливня – магнитное поле», поэтому в дальнейшем необходим расчет радиоизлучения от ливней с различными направлениями прихода относительно локального магнитного поля. Кроме того, без сомнения, необходимо увеличение как энергии первичной частицы, так и статистики моделирования. Последнее важно не только для лучшего понимания процессов радиоизлучения, происходящих в атмосфере, но также и для того, чтобы правильно оценить перспективу использования радиоизлучения для детектирования ливней от космических лучей предельно высоких энергий.

Авторы признательны Тиму Хьюге за полезные советы в ходе моделирования геосинхротронного радиоизлучения. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 05-02-16401).

Литература

1. Аскарьян Г.А. // ЖЭТФ. 1961. **41**. С. 616.
2. Аскарьян Г.А. // ЖЭТФ. 1965. **48**. С. 988.
3. Jelley J.V., Fruin I.H., Porter N.A. et al. // Nature. 1965. **205**. P. 237.
4. Vernov S.N., Khristiansen G.B., Abrosimov A.T. et al. // Proc. 11th Int. cosmic ray conf. Budapest, 1969.
5. Allan H.R. Progress in elementary particle and cosmic ray physics (Amsterdam). 1971. **10**. P. 171.
6. Belletoile A., Ardouin D., Charrier D. et al. // Proc. SF2A, astro-ph/0409039
7. <http://www.lopes-project.org>.
8. Saltzberg D., Gorham P., Walz D. et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. **86**. P. 2802.
9. Zas E., Halzen F., Stanev T. // Phys. Rev. 1992. **D45**. P. 362.
10. Razzaque S., Seunarine S., Besson D. et al. // Phys. Rev. 2002. **D65**. P. 103002.
11. Huege T., Falcke H. // Astron. Astrophys. 2003. **412**. P. 19.
12. Huege T., Falcke H. // Astron. Astrophys. 2005. **430**. P. 779.
13. <http://www.irs.inms.nrc.ca/inms/irs/EGSnrc/EGSnrc.html>.
14. <http://www.ngdc.noaa.gov>.

Поступила в редакцию
21.11.05