

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

УДК 537.591.15

МАКРОСКОПИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ
АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ

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

(НИИЯФ)

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

Рассматриваются две схемы расчета радиоизлучения широких атмосферных ливней (ШАЛ) — так называемые микро- и макроподходы. Предсказания этих подходов сравниваются на примере расчета пространственного распределения радиоизлучения на частоте 40 МГц при энергии ШАЛ 10^{16} эВ.

Введение

Основой современных расчетов радиоизлучения ШАЛ служит моделирование ливней методом Монте-Карло (МК). При этом возможны два подхода к вычислению радиополя — представление ШАЛ, во-первых, как системы отдельных заряженных частиц (микроскопический подход) и, во-вторых, как непрерывной системы токов (макроскопический подход). Макроскопический подход позволяет существенно сократить время вычислений, но для своей реализации требует некоторых допущений, справедливость которых может быть установлена лишь с использованием результатов, полученных в рамках микроскопической схемы. В настоящей работе такое сравнение проводится впервые.

Макроскопический расчет радиополя

В микроскопическом подходе радиоизлучение ШАЛ находится путем вычисления полей отдельных частиц ливня:

$$\mathbf{E}_\omega(\mathbf{A}, \Sigma) = \sum_{n=1}^N \mathbf{E}_\omega(\mathbf{A}, n), \quad (1)$$

где $\mathbf{E}_\omega(\mathbf{A}, n)$ — поле на частоте $\omega = 2\pi\nu$ в точке наблюдения $\mathbf{A}$ [1], и суммирование проводится по прямолинейным трекам, на которые делится траектория каждой частицы ШАЛ. Тем самым время расчета радиоизлучения пропорционально полному числу треков N , которое растет с энергией ШАЛ E_0 .

В работе [1] было обращено внимание на возможность оптимизировать расчет радиоизлучения, разделив «во времени» МК моделирование ШАЛ и собственно вычисление поля. В настоящей работе информацию о ШАЛ предлагается записывать в виде распределения электрических токов $\mathbf{j}$ в ливне, а радиополе находить путем численного интегриро-

вания уравнений Максвелла. В волновой зоне переход к интегралу выглядит следующим образом [2]:

$$\sum_{n=1}^N \mathbf{E}_\omega(\mathbf{A}, n) \rightarrow -\frac{i\omega}{4\pi\epsilon_0 c^2} \sum_{e^\pm, \mu^\pm, \dots} \int [\mathbf{e}_R, [\mathbf{e}_R, \mathbf{j}_\omega]] \frac{e^{ikR}}{R} d\mathbf{r}_\perp dt, \quad (2)$$

$$\mathbf{j}_\omega(\mathbf{r}_\perp, t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^t \mathbf{j}_\omega(\mathbf{r}_\perp, \tau) e^{i\omega\tau} d\tau, \quad (3)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая постоянная вакуума, c — скорость света, $k = n\omega/c$, n — коэффициент преломления воздуха, R — расстояние между излучающим элементом ливня $d\mathbf{r}_\perp$ и точкой наблюдения $\mathbf{A}$ в момент времени t , $\mathbf{e}_R$ — единичный вектор в направлении $\mathbf{A}$, $\mathbf{j}_\omega(\mathbf{r}_\perp, t)$ — фурье-компонента плотности тока на частоте ω , соответствующего данному сорту заряженных частиц ШАЛ, которые в момент времени t движутся на расстояниях $(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{r}_\perp + d\mathbf{r}_\perp)$ от оси ливня. Такой подход к расчету радиоизлучения ШАЛ получил название «макроскопического» и восходит к работе [3]. В отличие от (1) число элементов интегрирования в (2) не зависит от E_0 и определяется только точностью вычисления интеграла.

Верификация макроскопического подхода

МК-моделирование ШАЛ выполнялось с помощью программы EGSnrc [4]. Магнитное поле соответствовало месту проведения эксперимента LOPES [5]. Детали реализации микроскопического расчета радиоизлучения ШАЛ можно найти в работе [1].

*) Форшунгсцентер Карлсруэ, Институт ядерной физики, 3640, D-76021 Карлсруэ, Германия.

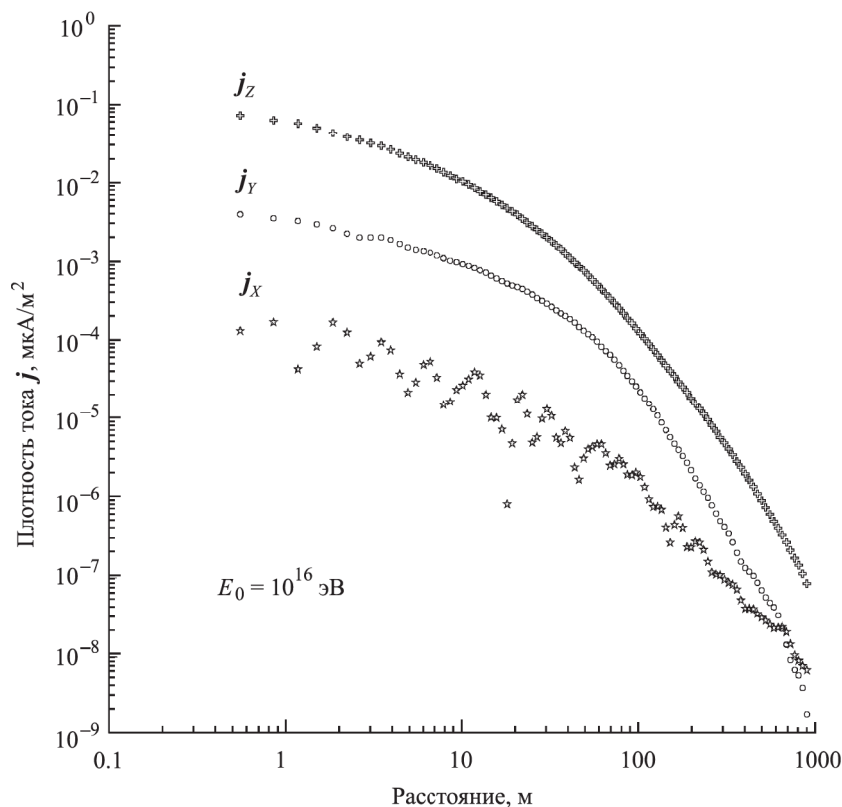


Рис. 1. Интегральное по азимутальному углу пространственное распределение плотности полного электрического тока в максимуме (≈ 4 км над уровнем моря) вертикального ливня с энергией $E_0 = 10^{16}$ эВ. Проекция на направления: j_x — юг-север; j_y — запад-восток; j_z — ось ливня

В настоящей работе макроскопическая схема расчета радиополя ШАЛ включает два приближения: 1) распределением тока по энергии частиц можно пренебречь, что уже отражено в записи (2); 2) ливень можно считать бесконечно тонким. Первое допущение позволяет знак суммы в (2) поставить непосредственно перед j_ω , поскольку для радиоволн $\Delta r_F \gg a$, где Δr_F — длина, на которой фаза излучения при интегрировании по поперечному размеру ливня $dr_\perp$ меняется на π (т.е. зона Френеля), и a — среднее расстояние между заряженными частицами ШАЛ. Таким образом, в радиоволновом диапазоне источником поля является не отдельная частица, а суммарный заряд в пределах каждой зоны Френеля.

Плотность тока $j(r_\perp, t)$ сохранялась при моделировании в форме трехмерных гистограмм (отдельно для электронов и позитронов). Кривизна фронта ШАЛ $\Delta R(r_\perp, t)$ рассчитывалась как разница между реальным положением частиц и воображаемой плоскостью, перпендикулярной оси ливня и движущейся со скоростью света c . Пороговая энергия моделирования частиц составляла 10^5 эВ.

На рис. 1 представлено распределение плотности тока $j(r_\perp)$ (интегрального по углам) в максимуме вертикального ШАЛ, образованного фотоном с энергией $E_0 = 10^{16}$ эВ (статистика — 3 ливня). Изображенный ток равен сумме электронного (e^-)

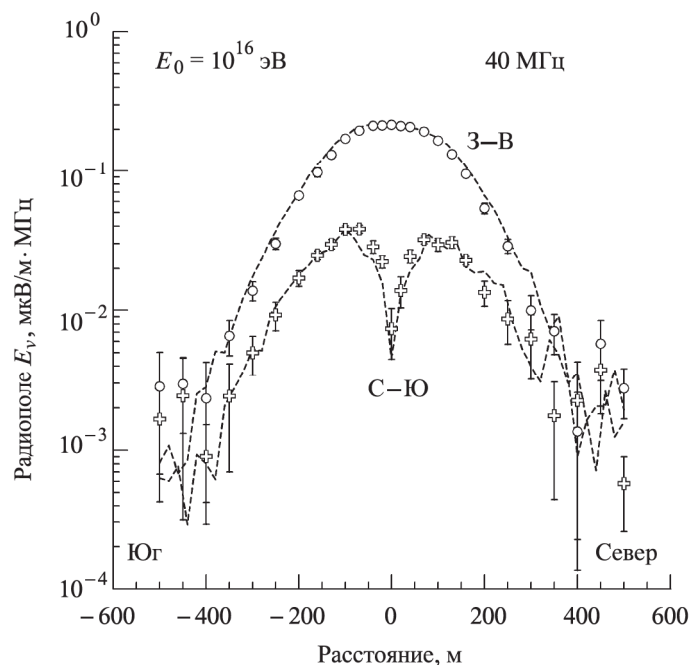


Рис. 2. Пространственное распределение радиоизлучения в направлении юг-север на частоте 40 МГц от вертикального ливня с энергией $E_0 = 10^{16}$ эВ. Сравниваются результаты микроскопического (кружки и кресты) и макроскопического (пунктир) подходов. Проекция радиополя на направления: 3-В — запад-восток, С-Ю — север-юг

и позитронного (e^+) токов. Параллельная оси ливня компонента j_z обусловлена e^- -избытком в ШАЛ (24% в максимуме), а составляющая j_y возникает вследствие систематического разделения e^- и e^+ в магнитном поле Земли (лежащем в вертикальной плоскости в направлении юг–север). Компонента j_x фактически отсутствует.

Результаты расчета радиоизлучения на частоте 40 МГц, полученные для одного и того же ливня в рамках двух подходов, представлены на рис. 2. Хорошее согласие результатов говорит о справедливости принятых допущений (по крайней мере в диапазоне нескольких десятков МГц). При одновременной работе 30 процессоров семейства AMD 2GHz расчет радиоизлучения, выполненный в рамках микроскопического подхода, занял один месяц. В то же время, поскольку на частоте 40 МГц число зон Френеля невелико (подынтегральная функция в (2) осциллирует слабо), расчет поля в рамках макроскопической схемы по известной плотности тока $\mathbf{j}(\mathbf{r}_\perp, t)$ потребовал всего около одной минуты на одном процессоре.

Заключение

В настоящей работе проведена верификация макроскопического подхода к расчету радиоизлучения ШАЛ. В отличие от микроскопической схемы время вычисления поля в макроподходе ничтожно мало по сравнению с временем МК моделирования ШАЛ — обстоятельство, которое можно использовать для

повышения статистики. Преимуществом макроподхода по сравнению с суммированием по огромному числу отдельных частиц ШАЛ является и то, что он рассматривает ливень в терминах всего двух функций (тока и кривизны), зависящих только от трех переменных. Отметим, что существует определенный интервал частот (несколько десятков МГц), в котором фаза поля при интегрировании по поперечному размеру ливня меняется только за счет кривизны фронта ШАЛ, причем размер первой зоны Френеля $\Delta r_F(1) \approx 2\lambda$ (где λ — длина волны) и очень слабо зависит от глубины. Если величина $\Delta r_F(1)$ много меньше расстояния до точки наблюдения (R в формуле (2)), то размерность макромоделей ШАЛ можно понизить до двух.

Работа выполнена при финансовой поддержке INTAS (грант 05-109-5459).

Литература

1. Калмыков Н.Н., Константинов А.А., Энгель Р. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2007. № 4. С. 75.
2. Пановский В., Филипс М. Классическая электродинамика. М., 1963.
3. Kahn F.D., Lerche I. // Proc. Phys. Soc. 1966. A 289. P. 206.
4. <http://www.irs.inms.nrc.ca/EGSnrc/EGSnrc.html>.
5. Apel W.D., Asch T., Badea A.F. et al. // Astropart. Phys. 2006. 26. P. 332.

Поступила в редакцию
22.02.2008