

## АСТРОНОМИЯ И ФИЗИКА КОСМОСА

УДК 537.591

О ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХИМИЧЕСКОГО  
СОСТАВА КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ  
ПО РАДИОИЗЛУЧЕНИЮ ШИРОКИХ  
АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ В КИНЕТИЧЕСКОЙ  
МОДЕЛИ

Г. А. Гусев<sup>1</sup>, З. Г. Гусева<sup>2</sup>

*Проведен расчёт геомагнитного радиоизлучения широкого атмосферного ливня (ШАЛ), производимого ядром  $^4\text{He}$  в кинетической модели. Предполагается, что приблизительно ядро  $^4\text{He}$  в части взаимодействия с атмосферой можно представить системой четырёх не взаимодействующих нуклонов, вызывающих четыре практически одинаковых ливневых диска с небольшим сдвигом во времени. Найдены спектры радиоизлучения на расстояниях 100 и 800 м от оси вертикального ШАЛ в диапазоне частот 40–340 МГц с разрешением 20 МГц и проведено сравнение с предыдущими расчётами для протона.*

**Ключевые слова:** химический состав, радиоизлучение ШАЛ, кинетическая модель, геомагнитное радиоизлучение, энергетический спектр, многократное рассеяние.

В настоящее время метод радиодетектирования (см. обзоры [1–4]) стал всё чаще рассматриваться в исследованиях широких атмосферных ливней (ШАЛ) от космических лучей и нейтрино высоких энергий как необходимое дополнение к традиционным методам. Поэтому актуальны теоретические исследования различных механизмов радиоизлучения ШАЛ, в том числе и для развития новых аналитических подходов, позволяющих глубже понять роль различных физических процессов. В этой связи интересны

<sup>1</sup> ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: gusevgag@mail.ru.

<sup>2</sup> ФГБУН Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова РАН, 108840, Россия, Москва, Троицк, Калужское ш., 4.

работы [5, 6]. В опубликованных работах [7–9] приведены аргументы в пользу кинетической модели расчёта. Важно учитывать то, что каскадные частицы имеют разные энергии и движутся под разными углами к оси ШАЛ [7–9]. Полное поле находится суммированием полей всех частиц с учётом фазового набег (разного для разных частиц) при распространении в слабонеоднородной атмосфере.

В этой работе поставлен вопрос о возможности определения химического состава космических лучей по радиоизлучению ШАЛ. С этой целью в рамках геомагнитного механизма радиоизлучения проведены расчёты для ШАЛ от ядра  $^4\text{He}$ , имея в виду сравнение с расчётами для ШАЛ от протона [7–9]. Взаимодействие ядра  $^4\text{He}$  с ядрами воздуха в силу относительной малости энергии связи нуклонов в ядре по сравнению с передачей энергии при первом взаимодействии каждого из нуклонов естественно рассматривать, как взаимодействие каждого из четырёх невзаимодействующих нуклонов с энергией в 4 раза меньшей энергии исходного ядра  $^4\text{He}$ . В результате получается с точностью до флуктуаций суперпозиция в пространстве четырёх одинаковых ливневых дисков ШАЛ, незначительно разнесённых из-за неодновременности первых взаимодействий каждого из нуклонов. Хотя разнос точек первых взаимодействий с большой вероятностью оказывается в пределах одной-двух радиационных длин в покоящейся системе координат, а в движущейся системе из-за релятивистского сокращения разнос ливневых дисков будет менее 1 м, по крайней мере, для их областей с высокой плотностью релятивистских частиц. Таким образом, в первом приближении реальное пространственное распределение ливневых частиц ШАЛ от ядра  $^4\text{He}$  не сильно отличается от распределения для четырёх ШАЛ от четырёх невзаимодействующих протонов с энергиями в 4 раза меньшими, чем исходная энергия ядра  $^4\text{He}$ , как если бы точки их первых взаимодействий совпадали.

Следуя подходу работ [7–10], рассмотрим геомагнитный механизм радиоизлучения, в котором рассчитывается излучение поперечных токов ливневых частиц, порождаемых силой Лоренца. Распределение ливневых частиц и энергетический спектр берутся из работы [11], а их зависимость от высоты учитывалась в рамках экспоненциальной модели атмосферы согласно формуле (1) работы [10]. Излучением избыточных электронов здесь, как и в работе [10], пренебрегаем. Расчётная модель полностью совпадает с таковой, использованной в работе [10], то есть поля излучения каждого электрона и позитрона рассчитываются по формуле Тамма для конечного прямолинейного отрезка [12] и производится суммирование всех полей по пространственному распределению ливневых частиц с учётом его временной эволюции вдоль трека ШАЛ вертикального

падения. Интегрирование по длине трека ШАЛ ограничивалось интервалом высот от 768 до 6260 м, а в поперечном направлении радиусом 450 м. Энергетический спектр частиц ограничивался максимальной энергией 900 МэВ. Пятикратные интегралы для вычисления электрического поля излучения частицы с её трека вычислялись методом Монте-Карло в вычислительной среде МАТЛАБ. Интегрирование по треку ШАЛ и частоте проводилось методом трапеций.

Как величина геомагнитного поля, так и его направление зависят от места расположения установки. В расчётах, как и в работе [10], мы полагаем величину магнитного поля  $B = 0.4$  Гс, его угол с вертикалью  $\theta_B = \pi/6$  и азимутальный угол  $\varphi_B = \pi/4$ , то есть будем считать, что так подобрано географическое положение установки. Пусть антенна находится на оси абсцисс на расстоянии  $d$  от начала координат (от оси ШАЛ). Что касается пробега ливневых частиц, то зависимость пробега от энергии и плотности атмосферы принималась такой же, как и в работах [8–10]. Подчеркнём, что в нашей модели не вычисляется макроскопический поперечный ток, как это делается, например, в макроскопической модели [3] с использованием параметризации поперечного тока, полученной из моделирования Монте-Карло развития каскада. В спокойных условиях отсутствия атмосферных электрических полей при параметризации результатов моделирования приходится вводить семь параметров, а в грозовых – десять [3]. Здесь мы ограничиваемся только спокойными условиями.

Как и в работах [8–10], все расчёты проводились для энергии ядра  ${}^4\text{He}$   $10^{17}$  эВ и в предположении, что первое взаимодействие каждого из нуклонов с молекулами воздуха реализуется после прохождения  $90$  г/см<sup>2</sup>, что для использованной модели атмосферы и вертикального падения ШАЛ соответствует высоте 14.4 км. Реально неопределённость высоты первого взаимодействия каждого из нуклонов и флуктуации при взаимодействии при высоких энергиях приводят к неизбежным флуктуациям числа ливневых частиц, а потому и флуктуациям радиоизлучения ШАЛ. Точность такой упрощенной модели, как и вопрос о флуктуациях, требуют дополнительных исследований. Также интересен вопрос о зависимости спектра радиоизлучения от энергии первичных частиц, при этом требуются значительно большие затраты вычислительного времени.

Что касается точности результатов в целом, надо иметь в виду, что точность кинетической теории развития каскада [11] вряд ли больше 10%, хотя есть экспериментальные работы, претендующие на точность совпадения теории и эксперимента порядка 5%. Точность формулы Тамма [12], использованной для расчёта поля излучения частицы с конечного отрезка, с точки зрения применимости длинноволновой асимптотики Фраун-

гофера достаточно для всех рассматриваемых нами частот и расстояний от источника до антенны.

Приведём основные результаты расчёта спектральной плотности амплитуды электрического поля. Сначала дадим огибающую спектра с разрешением 20 МГц в полосе частот 40–340 МГц при регистрации на расстояниях 100 и 800 м от оси ШАЛ.

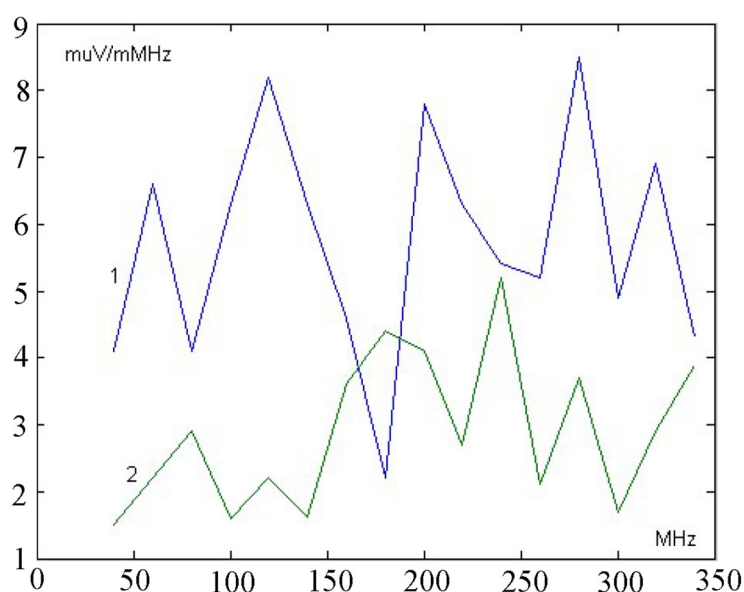


Рис. 1: Огибающие спектральной плотности сигнала с разрешением 20 МГц в интервале частот от 40 МГц до 340 МГц, при регистрации на расстояниях 100 и 800 м от оси ШАЛ, кривые 1, 2, соответственно.

На рис. 1 представлены спектры радиоизлучения в интервале частот от 40 МГц до 340 МГц при моделировании регистрации спектральной плотности сигнала на каждой частоте в полосе 1 МГц с разрешением 20 МГц для двух расстояний: 100 и 800 м от оси ШАЛ. В интервале частот 80–120 МГц и в интервале 260–360 МГц на расстоянии 100 м поле имеет значительные максимумы, а на расстоянии 800 м эти максимумы сдвигаются вправо. Такие максимумы и минимумы спектра обусловлены как неравномерными по частоте статистическими ошибками при вычислении 5-кратных интегралов для электрического поля методом Монте-Карло, так и зависящей от частоты и расположения антенн установки интерференцией вкладов с разных участков трека ШАЛ. Такая же нерегулярность спектра отмечалась и в работах [13, 14]. Различие спектров на разных расстояниях от оси ШАЛ связано с различной интерференцией сигналов, проходящих по различным трассам, и с флуктуациями в расчётах методом Монте-Карло.

Рассмотрим более подробно вопрос об ошибках расчётов. Так как во всех экспериментах регистрация осуществляется в широкой полосе, то дадим результаты интегрирования для разных полос частот. Так, рассмотрим 2 диапазона с полосой частот шириной 80 МГц: 40–120 МГц и 240–320 МГц. Результат интегрирования спектральной плотности по частоте в диапазоне 40–120 МГц при регистрации на расстоянии 100 м даёт величину поля 460 МкВ/м и стандартное отклонение в процентах от этой величины на уровне 5%, а в диапазоне 240–320 МГц, соответственно, 590 МкВ/м и 7.5%, то есть поле в высокочастотном диапазоне больше на 28%, а статистические ошибки больше в полтора раза. На расстоянии 800 м результаты таковы: в интервале частот 40–120 МГц поле составляет 250 МкВ/м и стандартное отклонение в процентах от этой величины на уровне 6% и в диапазоне 240–320 МГц, соответственно, 230 МкВ/м и 13%, то есть поле в высокочастотном диапазоне на 9% больше, а статистические ошибки в 2.2 раза больше. Что касается спада поля от расстояния, то для низкочастотного диапазона имеет место спадание поля в 1.8 раза, а для высокочастотного – в 2.6 раз, то есть достаточно слабое для обоих диапазонов. В то же время статистические ошибки на больших расстояниях, хоть и больше, но всё ещё не столь велики.

Сравним результаты для мощности излучения при геомагнитном механизме для ШАЛ от ядер гелия и протона для двух рассмотренных диапазонов частот. В диапазоне 40–120 МГц при регистрации на расстоянии 100 м в случае протона величина поля составляет 410 МкВ/м и стандартное отклонение в процентах от этой величины на уровне 6%, в диапазоне 240–320 МГц, соответственно, 760 МкВ/м и 11%. Как видим, в случае гелия для выбранной геометрии геомагнитного поля на расстоянии 100 м электрическое поле в первом диапазоне на 12% больше, а во втором – на 22% меньше, а статистические ошибки в низкочастотном диапазоне на 20% меньше, а в высокочастотном – приблизительно в полтора раза меньше. Таким образом, на малых расстояниях от оси ШАЛ при низких и высоких частотах различие в величине электрического поля невелико и разнонаправлено. На расстоянии 800 м сравнение даёт: в интервале частот 40–120 МГц поле для протона составляет 290 МкВ/м и стандартное отклонение в процентах от этой величины на уровне 14%, то есть поле на 16% больше, а статистические ошибки больше в 2.3 раза, в интервале частот 240–320 МГц – поле, соответственно, 410 МкВ/м и статистические ошибки 17%, то есть поле в 1.8 раза больше, а ошибки в 1.3 раза больше. Таким образом, на больших расстояниях от оси ШАЛ электрическое поле в случае каскада от ядра гелия для низких частот отличается от поля в случае протона в пределах статистических ошибок, а в случае высоких частот рост поля вчетверо

превышает среднеквадратичное отклонение. Это означает, что на больших расстояниях, в отличие от малых, при точности измерения амплитуды сигнала калиброванными антеннами в высокочастотном диапазоне порядка 20% возможно различие ШАЛ от гелия и протона, хотя и не столь уверенное, так как мы учитывали только статистические ошибки вычислений и пренебрегали систематическими ошибками модели. Вместе с тем, из этих результатов следует, что более тяжёлые, чем ядра  $^4\text{He}$ , первичные ядра, например, ядро  $^{12}\text{C}$ , можно уверенно отличить от протона.

В заключение отметим, что предложенный кинетический подход, использующий данные каскадной теории и учитывающий реальное движение ливневых частиц, занимает промежуточное положение между феноменологическими модельными подходами, и микроскопическими численными методами, основанными на Монте-Карло кодах [13, 14], учитывающих весь процесс развития ШАЛ и излучение всех частиц ШАЛ.

Авторы выражают благодарность В. А. Рябову за обсуждение постановки задачи и результатов расчётов.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] T. Huege, Phys. Rep. **620**, 1 (2016). DOI: 10.1016/physrep.2016.02.001.
- [2] F. G. Schröder, Prog. Part. and Nucl. Phys. **93** 1 (2017). DOI: 10.1016/j.pnpnp.2016.12.002.
- [3] O. Scholten, T. W. G. Trinh, K.D. de Vries, B. V. Hare, Phys. Rev. D **97**, 023005 (2018). DOI: <https://doi.org/10.1103/Phys.Rev.D97.023005>.
- [4] A. Corstanje, S. Buitink, M. Desmet, et al., JINST **18**, 2 (2023). DOI: 10.1088/1748-0221/18/09/009005.
- [5] В. А. Царёв, В. А. Чечин, Краткие сообщения по физике ФИАН **36**(3), 9 (2009). DOI: 10.3103/S1068335609030026.
- [6] В. А. Царёв, В. А. Чечин, Краткие сообщения по физике ФИАН **36**(3), 20 (2009). DOI: 10.3103/S1068335609030038.
- [7] Г. А. Гусев, З. Г. Гусева, Краткие сообщения по физике ФИАН **47**(2), 12 (2020). DOI: 10.3103/S1068335620020050.
- [8] Г. А. Гусев, З. Г. Гусева, Краткие сообщения по физике ФИАН **49**(7), 29 (2022). DOI: 10.3103/S1068335622070028.

- [9] Г. А. Гусев, З. Г. Гусева, Краткие сообщения по физике ФИАН **50**(11), 17 (2023).  
DOI: 10.3103/S1068335623110040.
- [10] Г. А. Гусев, З. Г. Гусева, Краткие сообщения по физике ФИАН **51**(6), 3 (2024).  
DOI: 10.63103/S1068335624600372.
- [11] K. Kamata, J. Nishimura, Progr. Theoret. Phys. Suppl. **6**, 93 (1958).  
<https://doi.org/10.1143/PTPS.6.93>.
- [12] I. E. Tamm, J. Phys. (USSR) **1**, 439 (1939).
- [13] T. Huege, M. Ludwig, C. James, AIP Conf. Proc. **1535**, 128 (2013).  
<https://doi.org/10.1063/1.4807534>.
- [14] J. Alvarez-Muniz, W. R. Carvalho, E. Zas, Astropart. Phys. **35**, 325 (2012).  
<https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2011.10.005>.

Поступила в редакцию 13 августа 2025 г.

После доработки 28 ноября 2025 г.

Принята к публикации 2 декабря 2025 г.