

Гончаров А. И., Лагутин А. А., Мисаки А.

Электронно-фотонные ливни энергии $10^{19} - 10^{21}$ эВ в магнитосфере и атмосфере Земли

Приведены результаты численных расчетов характеристик электронно-фотонных ливней на уровне моря, развитие которых начинается в магнитосфере Земли

Введение

Развитие в атмосфере электронно-фотонного ливня энергии выше 10^{20} эВ в значительной степени определяется процессами взаимодействия электронов и фотонов с магнитным полем Земли (магнитотормозное излучение, рождение электрон-позитронных пар фотоном в магнитном поле) [1–6]

В [2] было показано, что при энергии первичного фотона выше 10^{20} эВ в магнитосфере Земли развивается электронно-фотонный ливень (ЭФЛ). На основе оценки энергетического спектра частиц ливня при входе его в атмосферу был сделан вывод о том, что полное число электронов в ЭФЛ на уровне моря будет значительно меньшим по сравнению с расчётом, не учитывающим взаимодействие частиц с полем; это приведёт к недооценке энергии ЭФЛ, если он не будет распознан как ливень от первичного фотона.

В настоящей работе приведён анализ характеристик ЭФЛ от первичного фотона энергии до 10^{21} эВ с учётом взаимодействия частиц с дипольным магнитным полем Земли и эффекта Ландау-Померанчука в процессах взаимодействия частиц с веществом; в результате делается вывод, противоположный выводу работы [2].

1. Взаимодействие фотонов и электронов с магнитным полем

Основными процессами, сопровождающими распространение фотонов и электронов в пространстве, содержащем магнитное поле, являются образование электрон-позитронных пар фотонами и магнитотормозное (синхротронное) излучение электронов.

Полные сечения обоих процессов и спектры вторичных частиц определяются одним и тем же

безразмерным параметром [7,8]:

$$\chi = \frac{|\vec{p} \times \vec{H}|}{H_o mc} \approx \frac{H_{\perp}}{H_o} \frac{E}{mc^2}, \quad (1)$$

где \vec{p} , E — импульс и энергия первичной частицы, H_{\perp} — тангенциальная составляющая напряжённости магнитного поля, $H_o = mc^2/2\mu_B = 4.41 \cdot 10^{13}$ Э — швингеровское магнитное поле, m — масса электрона.

Рассмотрим полное сечение образования пары $\sigma_p(H; E)$. Функция $\sigma_p(H; E)/H$, зависящая только от χ , имеет максимум при $\chi \approx 11$; при малых и больших значениях χ сечение может быть вычислено по асимптотическим формулам [8]

$$\sigma_p \approx \frac{3\sqrt{3}\pi\alpha H}{\lambda_c 8\sqrt{2}H_o} \exp(-8/3\chi), \chi \ll 1, \quad (2)$$

$$\sigma_p \approx \frac{5\pi\Gamma(5/6)(2/3)^{1/3}\alpha mc^2 \chi^{2/3}}{7\Gamma(7/6)\lambda_c E}, \chi \gg 1, \quad (3)$$

где α — постоянная тонкой структуры, λ_c — комптоновская длина волны электрона. В области $\chi < 1$ σ_p очень быстро убывает с уменьшением χ .

Согласно классической электродинамике, максимум интенсивности дискретного спектра синхротронного излучения приходится на узкую область частот вблизи

$$\omega \approx \omega_H (E/mc^2)^3, \quad (4)$$

где $\omega_H = ceH/E$ — расстояние между соседними частотами. При переходе к квантовомеханическому описанию излучения это означает, что основная доля интенсивности приходится на излучение фотонов с энергиями $E_{\gamma} = \hbar\omega$, удовлетворяющими условию

$$E_{\gamma}/E_e \sim \frac{H}{H_o} \frac{E_e}{mc^2}. \quad (5)$$

Из (5) следует, что при $\chi(E_e) \geq 1$ излучаемые фотоны имеют энергию порядка энергии излучающего электрона.

При энергии первичной частицы, удовлетворяющей условию $\chi(E) \gg 1$, в магнитном поле возникает электронно-фотонный ливень.

Рассмотрим процессы более высоких порядков по α .

1. Образование электрон-позитронной пары электроном [8]:

$$\sigma_{e \rightarrow p} \approx \frac{13\sqrt{3}\alpha^2 mc^2}{9\lambda_c E} \chi \ln \chi, \quad \chi \gg 1. \quad (6)$$

Для оценки роли этого процесса, на основе средних потерь энергии электрона на синхротронное излучение [8]

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{64\pi\Gamma(2/3)\alpha mc^2}{243\lambda_c} (3\chi)^{2/3}, \quad \chi \gg 1 \quad (7)$$

вычислим полный пробег электрона

$$R_e = -\int_0^E (dE/dx)^{-1} dE. \quad (8)$$

В области $\chi \leq 1$ формула (7) даёт заниженные значения потерь, поэтому (7), (8) дадут оценку пробега сверху:

$$R_e < 176\lambda_c \frac{H_o}{H} \chi^{1/3}. \quad (9)$$

Сравнивая (6) и (9), получим

$$R_e < 0,024(\chi^{1/3} \ln \chi) / \sigma_{e \rightarrow p}, \quad (10)$$

откуда следует, что при начальном параметре $\chi \leq 400$ полный пробег электрона меньше среднего пробега до образования пары. При энергии первичного фотона $E \leq 10^{21}$ эВ в условиях магнитного поля Земли ($H \leq 0,5\text{Э}$) $\chi \leq 20$; для полей звёзд ($H \simeq 100\text{Э}$) условие $\chi < 400$ выполняется при $E < 10^{20}$ эВ.

2. Расщепление фотона на два фотона в магнитном поле [8]:

$$\begin{aligned} \sigma_{\gamma \rightarrow 2\gamma} &\approx \frac{1}{\lambda_c} \frac{\alpha^3 mc^2}{9\pi E_\gamma} (3\chi)^{2/3} \Gamma^2(1/3) \approx \\ &\approx 1,2 \cdot 10^{-5} \sigma_p, \quad \chi \gg 1, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\gamma \rightarrow 2\gamma} &\approx \frac{1}{\lambda_c} \frac{\alpha^3}{30\pi} \left(\frac{26}{315}\right)^2 \frac{mc^2}{E_\gamma} \chi^6 \approx \\ &\approx 2,7 \cdot 10^{-9} \chi^5 \exp(8/3\chi) \sigma_p, \quad \chi \ll 1. \end{aligned} \quad (12)$$

Согласно (12), при $\chi < 0,087$ расщепление фотона становится более существенным, чем образование пар фотоном. Однако при $\chi = 0,087$

средний пробег фотона до взаимодействия составляет $\sigma_\gamma^{-1} \approx (E/0,1\text{эВ})$ см, и при $E > 10^{10}$ эВ становится больше характерных размеров полей звёзд ($\sim 10^{11}$ см).

Таким образом, процессы порядков α^2 , α^3 не играют существенной роли в практически важной области энергий и напряжённости магнитного поля.

Согласно (4), при $E_e \gg mc^2$ излучаются частоты $\omega \gg \omega_H$, поэтому спектр синхротронного излучения можно считать непрерывным. В этом приближении и при условии $H \ll H_o$ дифференциальное сечение излучения имеет вид [7,8]

$$\begin{aligned} W_r(H; E, E') dE' &= \frac{2\alpha}{\sqrt{3}} \frac{mc^2}{\lambda_c} \frac{dE'}{E^2} \times \\ &\times \left[\frac{u^2}{1+u} K_{\frac{2}{3}}(\zeta) + \int_\zeta^\infty K_{\frac{5}{3}}(x) dx \right], \end{aligned} \quad (13)$$

где $u = E'/(E - E')$, $\zeta = 2u/(3\chi)$; $K_{\frac{2}{3}}(x)$, $K_{\frac{5}{3}}(x)$ — функции Макдональда.

Дифференциальное сечение образования электрон-позитронной пары фотоном [7,8]:

$$\begin{aligned} W_p(H; E, E') dE' &= \frac{2\alpha}{\sqrt{3}} \frac{mc^2}{\lambda_c} \frac{dE'}{E^2} \times \\ &\times \left[\frac{3\chi}{2} \xi K_{\frac{2}{3}}(\xi) - \int_\xi^\infty K_{\frac{5}{3}}(x) dx \right], \end{aligned} \quad (14)$$

где

$$\xi = \frac{2}{3\chi} \frac{E^2}{E'(E - E')}.$$

Для сечений (13), (14) выполняется следующее преобразование:

$$W(H; E, E') = a^{-2} W(aH; E/a, E'/a), \quad (15)$$

где a — любое положительное число.

2. Уравнения, описывающие каскадный процесс

Пусть $\Phi^{e,\gamma}(E_o, r|z, E)$ — среднее показание детектора, дифференциальное по расстоянию r от оси z и дифференциальное либо интегральное по энергии E_o частиц, регистрируемых детектором, в случае, если первичная частица типа e или γ с энергией E появилась на оси z на высоте z и первоначально двигалась вдоль оси z .

Чётные ($n = 2m$, где m — целое) моменты функции пространственного распределения

(ФПР) в приближении малых углов :

$$\begin{aligned} \Phi_n^{e,\gamma}(E_o|z, E) = \\ = 2\pi \int_0^\infty \Phi^{e,\gamma}(E_o, r|z, E) r^{n+1} dr. \end{aligned} \quad (16)$$

В приближении малых углов система сопряженных уравнений для моментов (16) имеет вид :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi_n^e}{\partial z} + \hat{K}_1[\Phi_n^e, \Phi_n^\gamma] &= R_n^e, \\ \frac{\partial \Phi_n^\gamma}{\partial z} + \hat{K}_2[\Phi_n^e, \Phi_n^\gamma] &= R_n^\gamma, \end{aligned} \quad (17)$$

где

$$\begin{aligned} \hat{K}_1[\Phi_n^e, \Phi_n^\gamma] &= \sigma_e(z, E) \Phi_n^e(E_o|z, E) - \\ &- \int_{E_o}^E W_{ee}(z, E, E') \Phi_n^e(E_o|z, E') dE' - \\ &- \int_{E_o}^E W_{e\gamma}(z, E, E') \Phi_n^\gamma(E_o|z, E') dE', \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \hat{K}_2[\Phi_n^e, \Phi_n^\gamma] &= \sigma_\gamma(z, E) \Phi_n^\gamma(E_o|z, E) - \\ &- \int_{E_o}^E W_{\gamma e}(z, E, E') \Phi_n^e(E_o|z, E') dE' - \\ &- \int_{E_o}^E W_{\gamma\gamma}(z, E, E') \Phi_n^\gamma(E_o|z, E') dE'; \end{aligned}$$

$\sigma_e(z, E)$, $W_{ee}(z, E, E')$ — интегральное и дифференциальное по энергии E' вторичного электрона сечения, учитывающие ионизацию атомов вещества и тормозное излучение при взаимодействии электронов и позитронов с веществом и магнитным полем; $W_{e\gamma}(z, E, E')$ — сечение тормозного излучения, дифференциальное по энергии фотона; $\sigma_\gamma(z, E)$, $W_{\gamma e}(z, E, E')$ — интегральное сечение и сечение, дифференциальное по энергии E' вторичного электрона, учитывающие комптоновское рассеяние, фотоэффект в веществе и образование e^+e^- пар при взаимодействии фотонов с веществом и магнитным полем; $W_{\gamma\gamma}(z, E, E')$ — сечение комптоновского рассеяния, дифференциальное по энергии фотона.

Выражения для правых частей уравнений си-

стемы :

$$\begin{aligned} R_o^{e,\gamma} &= D^{e,\gamma}(z, E); \\ R_2^e &= z^2 < \theta_e^2(z, E) > \Phi_o^e(E_o|z, E); \\ R_2^\gamma &= z^2 \int_{E_o}^E < \theta_\gamma^2(z, E, E') > \Phi_o^\gamma(E_o|z, E') dE', \end{aligned}$$

где $< \theta_{e,\gamma}^2 >$ — средние квадраты углов кулоновского рассеяния (e) электронов и комптоновского рассеяния (γ) фотонов на единице пути в веществе, $D^{e,\gamma}(z, E)$ — функция чувствительности детектора по отношению к частице типа e, γ . Например, для детектора, измеряющего поток электронов с энергией выше пороговой E_o в плоскости $z = 0$ и не чувствительного к фотонам,

$$D^\gamma(z, E) = 0, \quad D^e(z, E) = \delta(z)H(E - E_o),$$

где $\delta(z)$ — дельта-функция, $H(x)$ — ступенчатая функция; для детектора, измеряющего дифференциальный по энергии поток электронов,

$$D^e(z, E) = \delta(z)\delta(E - E_o).$$

3. Свойства ЭФЛ, развивающихся в однородном магнитном поле

Электронно-фотонные ливни в однородном магнитном поле во многом сходны с ливнями в фотонном поле, которые были подробно исследованы в [9-13].

Сначала рассмотрим, как в среднем распределяется энергия первичного фотона между электронами и фотонами ливня. На малых глубинах ($z \ll 1/\sigma_p$) средний поток энергии фотонов убывает по закону

$$\Phi_E = E \exp(-\sigma_p \cdot z). \quad (18)$$

Это объясняется тем, что при $\chi \geq 1$ длина, на которой электрон теряет существенную долю своей энергии, является величиной того же порядка, что и средний пробег фотона; на малых глубинах, где вероятность образования пары мала, тем более мала вероятность излучения, что и приводит к закону (18). По мере увеличения электронной компоненты становится существенным излучение, и убывание энергии фотонной компоненты замедляется. Излучаемые фотоны, в свою очередь, образуют электрон-позитронные пары; в результате этих процессов некоторое поколение фотонов оказывается с энергиями, удовлетворяющими условию $\chi(E) \leq 1$. Это приводит к затуханию электронной компоненты, при

Дифференциальный энергетический спектр фотонов пучка от первичного фотона энергии 10^{21} эВ в поле $H=0, 3Э$

$E_o, \text{эВ}$	$E_o(E_o/E)^{1/2}\Phi(E_o)$	
	$z = 2 \cdot 10^9 \text{ см}$	$z = 6 \cdot 10^9 \text{ см}$
10^{15}	3,43	3,46
10^{16}	3,70	3,70
10^{17}	4,03	3,99
10^{18}	4,05	4,43
$3 \cdot 10^{18}$	3,55	3,37
10^{19}	2,56	2,41
$2 \cdot 10^{19}$	1,95	1,82
$3 \cdot 10^{19}$	0,727	$9,88 \cdot 10^{-2}$
$3,5 \cdot 10^{19}$	0,183	$2,06 \cdot 10^{-2}$
$4 \cdot 10^{19}$	0,017	$1,74 \cdot 10^{-6}$
$5 \cdot 10^{19}$	$1,34 \cdot 10^{-5}$	—

этом энергия электронной компоненты возвращается обратно в фотонную компоненту. Затухание происходит быстро, так как в классической области ($\chi \ll 1$) относительные потери энергии электронов в несколько раз больше, чем в квантовой области $\chi \geq 1$. В результате этого процесса формируется пучок фотонов, который далее распространяется на большие расстояния, претерпевая лишь незначительные изменения. Поэтому, а также ввиду большой протяжённости космических магнитных полей, область пучка представляет наибольший интерес.

Следует отметить, что в области глубин $z \leq 3/\sigma_p$ отдельные случайные ливни существенно отличаются от “среднего” ливня. В частности, первичный фотон с достаточно большой вероятностью может дойти до тех глубин, на которых уже заканчивается затухание электронной компоненты “среднего” ливня. Очевидно, флуктуации в продольном развитии ливня оказывают значительно меньшее влияние на характеристики ливня в области глубин, на которых ливень вырождается в пучок фотонов. Поэтому средние характеристики ливня в области пучка фотонов являются содержательными физическими величинами.

Проведённые расчёты позволяют предложить следующую эмпирическую формулу для глубин, на которых заканчивается затухание электронной компоненты ливня:

$$z^* = 1,6 \cdot 10^7 \frac{1\Theta}{H} \chi^{1/4} \text{ см.}$$

Рассмотрим некоторые свойства ливня в области $z \geq z^*$. Расчёты показывают, что дифференциальный по энергии поток числа фотонов, а также интегральные потоки числа фотонов и энергии фотонов пучка приблизительно линейно зависят от энергии первичной частицы. Дифференциальный энергетический спектр фотонов в пучке (табл. 1) в области $\chi(E_o) \ll 1$ довольно близко следует закону $\Phi(z > z^*) \sim E_o^{-3/2}$, а при $\chi(E_o) \approx 1$ происходит резкий спад по закону $\Phi \sim \exp(-kE_o^2)$. Интегральные спектры, строго говоря, подчиняются более сложным законам.

Постепенное изменение формы энергетического спектра фотонов по ходу развития ливня приводит к возможности использования спектра для оценок протяжённости магнитных полей. Из табл. 1 следует, что наиболее чувствительной к протяжённости поля z является высокоэнергетическая область спектра: $\chi(E_o) \simeq 1$.

4. Характеристики ливней в атмосфере Земли от первичных фотонов энергии $10^{19} \leq E_\gamma \leq 10^{21}$ эВ

Описание модели расчёта

При вычислении характеристик ливня в атмосфере от первичного фотона энергии $E_\gamma \geq 10^{19}$ эВ необходимо учитывать эффект Ландау-Померанчука-Мигдала (ЛПМ) [14] в процессах образования электронно-позитронных пар, тормозного излучения и взаимодействие электронов и фотонов с магнитным полем Земли. Моменты функции пространственного распределения электронов в ливне с учётом этих процессов подчиняются системе уравнений (17), причём сечения тормозного излучения и образования пар W_r и W_p , входящие в операторы \hat{K}_1, \hat{K}_2 , следует понимать как сумму сечений соответствующих взаимодействий частиц с веществом и с магнитным полем (обозначим их $W_{r,p}^B, W_{r,p}^N$).

Зависимость сечений Мигдала $W_{r,p}^B$ от плотности вещества, а следовательно, и от координаты z , не может быть исключена с помощью преобразования координат. Не существует такого преобразования и для сечений $W_{r,p}^N$. Поэтому зависящие от сечений константы являются функциями координаты z , что значительно усложняет решение задачи.

Решение системы уравнений (17) для полного числа электронов ($n = 0$) и второго момента ФПР электронов ($n = 2$) было проведено в следующей модели.

Магнитное поле Земли считалось дипольным. Действительно, на расстояниях от центра Земли $r \leq 3R$ магнитное поле имеет дипольный характер [15]:

$$\vec{H} = \frac{\vec{M}r^2 - 3\vec{r}(\vec{M}\vec{r})}{r^5}, \quad (19)$$

где \vec{M} – дипольный магнитный момент Земли, $M = 8,1 \cdot 10^{25} \text{ Э} \cdot \text{см}^3$. Рассмотрим случай нормального падения первичного фотона на геомагнитной широте α . Тогда, согласно (1), сечения взаимодействия частиц с полем зависят от

$$H_{\perp} = \frac{M \cos \alpha}{r^3} = \frac{M \cos \alpha}{(z + 6,4 \cdot 10^8 \text{ см})^3}. \quad (20)$$

Вследствие быстрого убывания H , при $r \geq 3R$ и $E_{\gamma} \leq 10^{21} \text{ эВ}$ выполняется условие $\chi \ll 1$, поэтому точка образования пары первичным фотоном практически всегда находится в области $r < 3R$, и усложнение структуры поля за пределами этой области не имеет значения.

Геомагнитная широта α может быть найдена, если известны географическая широта θ и долгота φ места расположения экспериментальной установки: $\cos \alpha = \sqrt{1 - \vec{\omega}\vec{\Omega}}$, где $\vec{\omega} = \{0,0734; -0,184; 0,980\}$ — вектор, задающий направление магнитного момента Земли; $\vec{\Omega} = \{\sin(\frac{\pi}{2} - \theta) \cos \varphi, \sin(\frac{\pi}{2} - \theta) \sin \varphi, \cos(\frac{\pi}{2} - \theta)\}$. Например, координаты установки ШАЛ-1000: $\theta = 43^{\circ}$ с.ш., $\varphi = 78^{\circ}$ в.д., тогда геомагнитная широта $\alpha = 33,3^{\circ}$, $\cos \alpha = 0,8362$.

Отклонением частиц магнитным полем внутри атмосферы пренебрегаем, так как угол отклонения электронов полем на пути в одну радиационную единицу вблизи уровня моря $\Theta = 2,6 \text{ МэВ}/E$ много меньше угла кулоновского рассеяния $\Theta_S = 21 \text{ МэВ}/E$.

В работе [6] показано, что можно не учитывать отклонение частиц и при развитии ливня в магнитосфере (до входа его в атмосферу).

Атмосфера, считавшаяся изотермической ($\rho = 1,2 \cdot 10^{-3} \exp(-z/8 \text{ км})$, $\text{г}/\text{см}^3$), была разбита на 100 слоёв, в пределах каждого из которых считалась однородной. При $z > 40 \text{ км}$ учитывалось только взаимодействие частиц с магнитным полем. Область $40 \text{ км} \leq z \leq 5000 \text{ км}$ была разбита на 60 слоёв, внутри которых поле считалось однородным. Указанные допущения позволяют вычислить характеристики ЭФЛ на уровне моря с ошибкой не более 15%.

Анализ результатов расчёта

Обозначим $\Phi_n^{\text{ЛПМ}+\text{П}}(E, z)$ n -й момент ФПР электронов на уровне моря в ливне от фото-

Таблица 2
 $\delta_o^{\text{ЛПМ}+\text{П}}$ и $\delta_o^{\text{ЛПМ}}$ для ливней, зародившихся на границе атмосферы и наблюдаемых на уровне моря

$E_{\gamma}, \text{эВ}$	$\delta_o^{\text{ЛПМ}+\text{П}}$	$\delta_o^{\text{ЛПМ}}$		
	наш расчёт	наш расчёт	[16]	[17]
10^{19}	1,00	1,00	1,05	1,40
10^{20}	1,66	1,81	2,25	9,59
10^{21}	10,0	18,9	24,6	—

Таблица 3
 $\delta_o^{\text{ЛПМ}+\text{П}}$ и $\delta_o^{\text{ЛПМ}}$ для ливней, зародившихся на глубине $\tau = 1,5$ р.е. и наблюдаемых на уровне моря

$E_{\gamma}, \text{эВ}$	$\delta_o^{\text{ЛПМ}+\text{П}}$	$\delta_o^{\text{ЛПМ}}$		
	наш расчёт	наш расчёт	[18]	[19]
10^{19}	1,06	1,06	1,00	4,64
10^{20}	2,44	2,63	3,30	21,5
10^{21}	26,7	39,9	32,5	167,0

на энергии E , появившегося на высоте z над уровнем наблюдения, вычисленный с учётом эффекта ЛПМ и взаимодействия частиц с магнитным полем при $z \geq 0$; $\Phi_n^{\text{ЛПМ}}(E, z)$ — момент, вычисленный с учётом эффекта ЛПМ, но при включении поля лишь при $z > 40$; Φ_n^o — момент, вычисленный без учёта обоих эффектов. Рассмотрим отношения $\delta_o^{\text{ЛПМ}+\text{П}} = \Phi_n^o / \Phi_n^{\text{ЛПМ}+\text{П}}$ и $\delta_o^{\text{ЛПМ}} = \Phi_n^o / \Phi_n^{\text{ЛПМ}}$.

В [16,17] были вычислены $\Phi_o^{\text{ЛПМ}}$ для ливней, зародившихся на границе атмосферы. Из табл. 2 следует, что наши $\delta_o^{\text{ЛПМ}}$ близки к данным [16] (отличие не превышает 30%) и сильно отличаются от данных [17], что подтверждает вывод, сделанный в [16], о несправедливости результатов [17]. В то же время, при $E_{\gamma} = 10^{21}$ $\delta_o^{\text{ЛПМ}+\text{П}}$ почти вдвое меньше $\delta_o^{\text{ЛПМ}}$, что говорит о том, что при расчёте ЭФЛ, зародившихся внутри атмосферы, наряду с эффектом ЛПМ необходимо учитывать взаимодействие частиц с магнитным полем.

В [18,19] для оценки влияния эффекта ЛПМ на электронную компоненту ШАЛ был вычислен поток электронов на уровне моря $\Phi_o^{\text{ЛПМ}}$ в ЭФЛ, зародившихся на глубине $\tau = 1,5$ р.е. Из табл. 3 следует, что наши $\delta_o^{\text{ЛПМ}}$ достаточно хорошо согласуются с данными [18] и не согласуются с [19]. Можно сделать вывод, что более ран-

Таблица 4

Зависимость $\delta_o^{\text{ЛПМ}+\text{П}}$ и $\delta_o^{\text{ЛПМ}}$ от высоты зарождения ливня

z, км	$E_\gamma, \text{эВ}$									
	10^{19}		$3,16 \cdot 10^{19}$		10^{20}		$3,16 \cdot 10^{20}$		10^{21}	
	ЛПМ+П	ЛПМ	ЛПМ+П	ЛПМ	ЛПМ+П	ЛПМ	ЛПМ+П	ЛПМ	ЛПМ+П	ЛПМ
10,5	1,70	1,69	3,35	3,40	9,87	10,5	39,7	45,3	196,8	242,4
20	1,10	1,10	1,49	1,51	2,96	3,18	8,87	10,9	37,5	53,6
30	1,02	1,02	1,20	1,22	1,92	2,07	4,52	5,86	15,8	25,9
40	1,00	1,00	1,14	1,15	1,66	1,81	3,35	4,63	10,0	18,9
50	1,00	1,00	1,14	1,15	1,65	1,79	3,09	4,18	8,34	14,8
100	1,00	1,00	1,14	1,15	1,57	1,70	2,16	2,62	4,05	5,61
300	1,00	1,00	1,14	1,15	1,35	1,44	1,26	1,32	1,42	1,55
1000	1,00	1,00	1,14	1,15	1,21	1,25	1,11	1,12	1,06	1,08
3000	1,00	1,00	1,14	1,15	1,18	1,21	1,10	1,10	1,05	1,06
5000	1,00	1,00	1,14	1,15	1,18	1,21	1,10	1,10	1,05	1,06

Таблица 5

Среднеквадратичные радиусы электронов в ливне на уровне моря (в метрах)

z, км		$E_\gamma, \text{эВ}$				
		10^{19}	$3,16 \cdot 10^{19}$	10^{20}	$3,16 \cdot 10^{20}$	10^{21}
10,5	r_{ck}^o	52,9	50,5	48,3	46,4	44,6
	ЛПМ+П	48,4	44,8	42,4	40,8	39,9
	ЛПМ	48,6	44,9	42,4	40,9	40,1
20	r_{ck}^o	71,8	68,1	64,9	61,9	59,2
	ЛПМ+П	66,7	60,5	55,6	52,4	50,5
	ЛПМ	66,6	60,3	55,5	52,1	50,4
30	r_{ck}^o	78,4	74,4	70,8	67,4	64,4
	ЛПМ+П	74,1	67,5	61,8	57,9	55,5
	ЛПМ	73,9	67,1	61,1	57,0	54,8
40	r_{ck}^o	80,4	76,2	72,5	69,1	65,9
	ЛПМ+П	76,5	70,1	64,5	60,6	58,0
	ЛПМ	76,2	69,4	63,3	59,0	56,5
∞	r_{ck}^o	80,4	76,2	72,5	69,1	65,9
	ЛПМ+П	76,5	70,2	79,4	78,0	77,7
	ЛПМ	76,2	69,5	78,8	77,9	77,3

ний расчёт (и проведённый на его основе анализ ШАЛ) [18] является значительно более точным, чем последующий расчёт [19].

В табл. 4 приведены $\delta_o^{\text{ЛПМ}+\text{П}}$ и $\delta_o^{\text{ЛПМ}}$ при высотах зарождения $3 \leq z \leq 5000$ км (данные при $40 < z < 3000$ км, не представляющие практического интереса, приведены для иллюстрации сходимости $\Phi_o(E, z)$ к конечному пределу при $z \rightarrow \infty$; значения, близкие к предельному, достигаются уже при $z = 3000$ км). Анализ этой таблицы приводит к следующим выводам.

Таблица 6

Отношения $\delta_2^{\text{ЛПМ}+\text{П}} = r_{ck}^o / r_{ck}^{\text{ЛПМ}+\text{П}}$ среднеквадратичных радиусов, приведенных в табл. 5

z, км	$E_\gamma, \text{эВ}$				
	10^{19}	$3,16 \cdot 10^{19}$	10^{20}	$3,16 \cdot 10^{20}$	10^{21}
10,5	1,09	1,13	1,14	1,14	1,12
20	1,08	1,13	1,17	1,18	1,17
30	1,06	1,10	1,15	1,16	1,16
40	1,05	1,09	1,12	1,14	1,14
∞	1,05	1,09	0,91	0,89	0,85

1.1 Взаимодействие частиц с магнитным полем становится существенным при $E_\gamma \geq 3 \cdot 10^{20}$ эВ для ливней, зародившихся внутри атмосферы и при $E_\gamma \geq 10^{20}$ эВ для ливней от фотонов, приходящих из космоса.

1.2 В случае фотонов, приходящих из космоса, в результате развития ливня в магнитосфере Земли происходит распределение энергии первичного фотона между частицами ливня; энергетический спектр частиц на границе атмосферы оказывается достаточно мягким для того, чтобы почти полностью исключить влияние эффекта ЛПМ на дальнейшее развитие ливня в атмосфере. Вместе с тем, спектр оказывается достаточно жёстким для того, чтобы не произошло значительного уменьшения числа электронов на уровне моря (по сравнению с Φ_o^o).

1.3 Вследствие мягкости спектра частиц ливня на границе атмосферы, различие между $\delta_o^{\text{ЛПМ}+\text{П}}$ и $\delta_o^{\text{ЛПМ}}$ практически исчезает при $z \rightarrow \infty$.

Рассмотрим влияние эффекта ЛПМ и магнитного поля на ширину ливня. В табл. 5 приведены среднеквадратичные радиусы $r_{ck} = (\Phi_2 / \Phi_o)^{1/2}$, а в табл. 6 — отношения $\delta_2 = r_{ck}^o / r_{ck}^{\text{ЛПМ}+\text{П}}$. На

основе этих данных можно сделать следующие выводы.

2.1 Эффект ЛПМ приводит к уменьшению r_{ck} ; наиболее существенное уменьшение (до 18%) происходит на высоте зарождения ливня вблизи $z = 20$ км. При меньших z влияние эффекта ЛПМ на r_{ck} оказывается меньшим (несмотря на большее влияние эффекта на полное число электронов).

2.2 Взаимодействие частиц с магнитным полем практически не влияет на r_{ck} ливней, зародившихся внутри атмосферы, даже при $z \simeq 40$ км (хотя влияние поля на полное число электронов значительно).

2.3 Взаимодействие частиц с полем за пределами атмосферы приводит к уширению ливня на уровне моря. $r_{ck}^{\text{ЛПМ}+\text{П}}$ в ливне от фотона энергии $10^{20} \leq E_\gamma \leq 10^{21}$ эВ, пришедшего из космоса, превышает на 25-35% $r_{ck}^{\text{ЛПМ}+\text{П}}$ в ливне от фотона, появившегося на границе атмосферы. Однако отличие ширины $r_{ck}^{\text{ЛПМ}+\text{П}}$ ливня от фотона, пришедшего из космоса, от ширины r_{ck}^o , вычисленной без учёта эффекта ЛПМ и взаимодействия с полем, оказывается менее значительным (см. табл. 6, строка $z = \infty$). В частности, при $E_\gamma = 10^{21}$ эВ $\delta_2^{\text{ЛПМ}+\text{П}} = 0,85$; такое уширение ливня приводит к увеличению нормированной плотности электронов на 50-60% на расстоянии $r = 600$ м от оси ливня. Учитывая, что полное число электронов практически не изменилось ($\delta_o^{\text{ЛПМ}+\text{П}} \simeq 1$), можно утверждать, что вывод [2] о значительной недооценке энергии ливня при использовании $\Phi^o(r)$ не имеет основания; напротив, при $E_\gamma \simeq 10^{21}$ эВ возможна небольшая переоценка энергии. Что касается ливней энергии $E_\gamma \simeq 10^{20}$ эВ, то увеличение нормированной плотности электронов при $r = 600$ м вследствие 10-процентного увеличения r_{ck} почти полностью компенсируется 20-процентным уменьшением полного числа электронов.

Литература

1. Померанчук И. Я. // Журн. эксперим. и теор. физ., 1939, т.9, с.915.
2. McBreen B., Lambert C. J. // Proc. of 17-th Intern. Cosmic Ray Conf., 1981. v.6, p.70.
3. Гончаров А. И., Каневский Б. Л. Электронно-фотонные каскады, возникающие при взаимодействии электронов и фотонов с магнитным полем. Ред. журн. «Известия ВУЗов. Физика», Томск, 1988, Деп. в ВИНТИ-04.11.88, 7785-В88, 17с.
4. Каневский Б. Л., Гончаров А. И. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Техника физического эксперимента, 1989, Вып.4/4, с.34.
5. Goncharov A. I., Kanevsky B. L. // 11-th Euror. Int. Cosm. Ray Conf., Abstract, 1988, HE-17.
6. Гончаров А. И. Автореферат дис. на соискание степени к.ф.-м.н., Томск, 1991.
7. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Пятаевский Л. П. Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1989, 727с.
8. Байер В. Н., Катков В. М., Фадин В. С. Излучение релятивистских электронов. М.: Атомиздат, 1973, 376с.
9. Иваненко И. П., Сизов В. В., Трифонова С. В. Электронно-фотонный каскад в фотонном поле. Ч.1. Моноэнергетическое поле. Препринт НИИ ЯФ МГУ 88-011/32, М., 1988, 36с.
10. Иваненко И. П., Сизов В. В. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Техника физического эксперимента, 1989, Вып.4/4, с.20.
11. Aharonian F. A., Kirillov-Ugrumov V. G., Vardanian V. V. // Astrophys. Space Sci., 1985, v.115, p.201.
12. Иваненко И. П., Сизов В. В. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Техника физического эксперимента., 1988, Вып.4/39, с.8.
13. Лагутин А. А., Литвинов В. А., Учайкин В. В. Теория чувствительности в физике космических лучей. Барнаул: Изд-во АГУ, 1995, 218с.
14. Померанчук И. Я. Собрание научных трудов. М.: Наука, 1972, т.2, с.114.
15. Яновский Б. М. Земной магнетизм. Л.: Изд-во ЛГУ, 1978, 591с.
16. Dedenko L. G., Kolomatsky S. G. // Proc. of 20-th ICRC, 1987, v.5, p.409.
17. Kawaguchi S., Misaki A., Fujimaki N. // Proc. of 17-th ICRC, 1981, v.11, p.403.
18. Кулаковская В. П., Поманский А. А. // Труды Всесоюзной конференции по физике космических лучей. Часть 2, вып.2, М., 1964.
19. Красильников Д. Д., Кулаковская В. П., Никольский С. И. // Ядерная физика, 1972, т.15, с.81.