

Расчет гигантского восходящего атмосферного разряда, сопутствующих оптических явлений и проникающих излучений.

II. Результаты численного моделирования

Л. П. Бабич, А. Ю. Кудрявцев,
М. Л. Кудрявцева, И. М. Куцык

Моделируемые конфигурации

В рамках модели, изложенной в работе [1], выполнено численное моделирование восходящих атмосферных разрядов (ВАР) и расчеты его излучений для нескольких конфигураций, генерирующих электрическое поле поляризационных зарядов над грозovým облаком, т. е. создающих заряженный диск (разряд молнии на землю) или два диска (внутриоблачный разряд молнии), моделирующие эти заряды. Конфигурации отличаются максимальным зарядом Q_{\max} , до которого заряжается диск, его высотой H над поверхностью Земли и длительностью разряда молнии t_{disch} . В настоящей работе $t_{\text{disch}} = 1$ мс, моделирование велось до $t = 3,5$ мс. Исследовались два варианта включения поля.

1. Радиус диска R_{disk} изменялся согласно формуле (13) работы [1], так что плотность заряда оставалась постоянной $\sigma = q(t)/\pi R_{\text{disk}}^2(t) = 2\varepsilon_0 E_{\max}$.

Выполнено численное моделирование гигантских восходящих атмосферных разрядов. Рассчитаны яркость, цвет и эволюция флуоресценции над грозovým облаком согласуются с данными натурных наблюдений высотных оптических явлений Blue Jets и Red Sprites. Рассчитаны характеристики импульсов жесткого гамма-излучения и нейтронов, генерируемых восходящими разрядами.

2. R_{disk} полагался постоянным и равным $R_{\text{disk}} = \sqrt{Q_{\text{max}}/2\pi\epsilon_0 E_{\text{max}}}$ согласно формуле (13) работы [1], а плотность заряда менялась во времени согласно $\sigma = q(t)/\pi R_{\text{disk}}^2$.

Максимальная плотность зарядов отвечает перенапряжению на поверхности диска $\delta = eE_{\text{max}}/F_{\text{min}} P(H) = 7$, где $F_{\text{min}} = 218$ кэВ/(м·атм). Некоторые величины, характеризующие эволюцию ВАР в пространстве и времени, не сильно зависят от варианта включения, другие, наоборот, обнаруживают существенные различия. Особенно сильно проявляются различия в эволюции напряженности поля.

Высотные оптические явления

Приведем результаты, полученные для конфигурации $Q_{\text{max}} = 130$ Кл и $H = 14$ км, выбранной из числа конфигураций, исследовавшихся в рамках 1,5-мерной модели [2–4], которые позволили получить характеристики флуоресценции, близкие к результатам натуральных наблюдений [5, 6]. Такие конфигурации, следовательно, наиболее адекватны распределениям заряда в грозовых облаках. Вычисленные зависимости от высоты яркости флуоресценции, усредненной по длительности кадра телекамеры (см. формулу (22) [1]), слабо зависят от варианта включения поля. В согласии с данными наблюдений получены две четко выраженные светящиеся области: вблизи облака на высоте 15–20 км и 60–80 км. В варианте с постоянным R_{disk} амплитуда яркости свечения нижней области приблизительно в два раза больше, чем в случае переменного R_{disk} , а амплитуда яркости верхней области практически не зависит от способа включения поля. Абсолютные значения яркости примерно на порядок больше, чем в работах [2–4], но характер распределений яркости по высоте практически тот же. В [2–4] полагалось, что разряд развивается вблизи оси симметрии, причем внешний радиус разрядной области вблизи диска полагался равным $0,2R_{\text{disk}}$. Согласно излагаемым результатам 2-мерного моделирования радиус светящейся области на малых высотах превышает R_{disk} , чем и объясняется большая яркость флуоресценции. Так, для переменного R_{disk} в момент максимума яркости радиус свечения в нижней части ~ 8 км, а в верхней – более 35 км.

На больших высотах способ включения поля практически не влияет на распределение яркости и ее величину. Вблизи облака излучающая область и яркость существенно больше в случае постоянного R_{disk} (рис. 1).

Компонента $\langle J_{av} \rangle$ возбуждается убегающими электронами (УЭ) и релаксирующими вторичными электронами, а $\langle J_s + J_b \rangle$ – фоновыми и вторичными электронами, пришедшими в равновесие с локальным электрическим полем (рис. 2). Нижний максимум свечения обусловлен в основном компонентой $\langle J_{av} \rangle$ и частично – $\langle J_s + J_b \rangle$, а верхний – компонентой $\langle J_s + J_b \rangle$ (рис. 3).

Эволюция распределения яркости вдоль оси симметрии разряда по высоте иллюстрируется рис. 4 для переменного R_{disk} . В случае постоянного R_{disk} процесс развивается аналогично. Свечение в верхней части разряда (на высоте 60–80 км) начинается у границы ионосферы и распространяется вниз в соответствии с данными наблюдений. Мгновенная амплитуда яркости, смещаясь вниз, почти не меняется во время разряда молнии ($t \leq t_{\text{disch}}$). После разряда ($t \geq t_{\text{disch}}$) свечение быстро затухает. Положение максимума яркости в нижней части свечения практически не меняется, а его величина нарастает во время разряда молнии и резко падает после его прекращения.

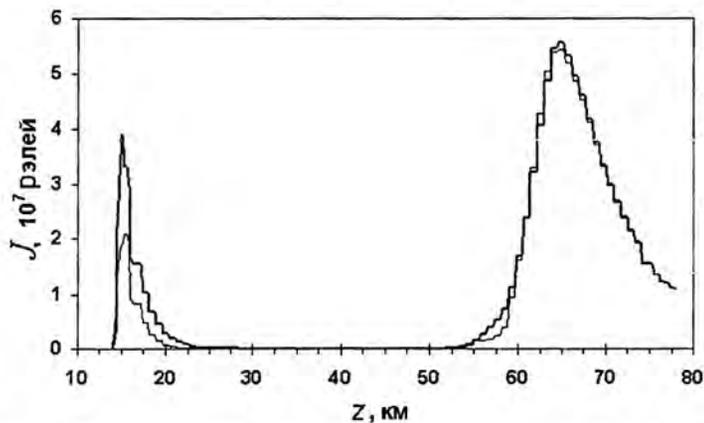


Рис. 1. Распределение по высоте усредненной яркости на оси разряда для двух вариантов включения поля над облаком: переменный (---) и постоянный (—) R_{disk} . $Q_{\text{max}} = 130$ Кл, $H = 14$ км

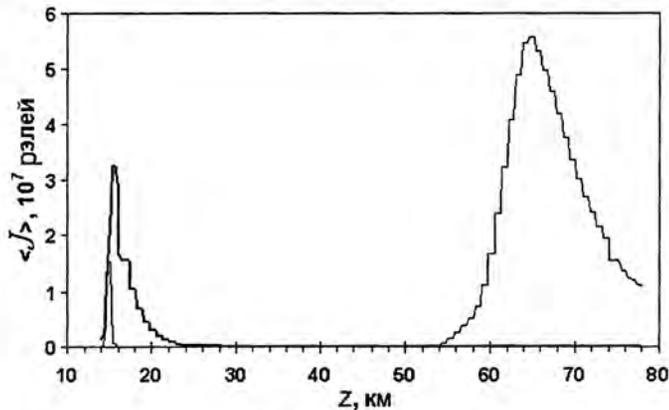


Рис. 2. Вклад компонент $\langle J_{av} \rangle$ и $\langle J_{se+be} \rangle$ в суммарную яркость флуоресценции. $Q_{\text{max}} = 130$ Кл, $H = 14$ км. Переменный R_{disk}

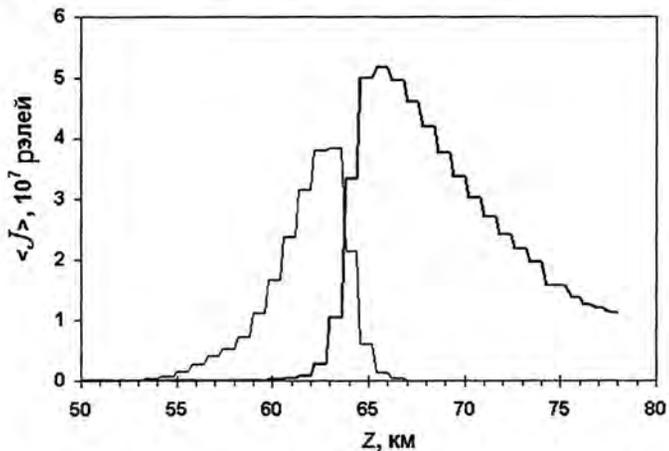


Рис. 3. Вклад фоновых (---) и вторичных (—) электронов в верхний максимум свечения. $Q_{\text{max}} = 130$ Кл, $H = 14$ км. Переменный R_{disk}

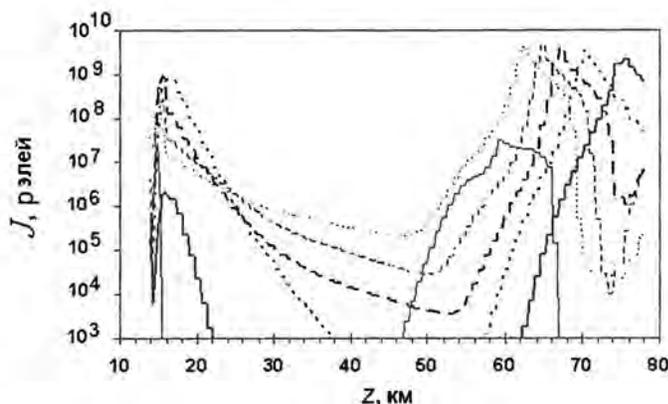


Рис. 4. Распределение яркости флуоресценции по высоте:
 — 0,2 мс; - - - 0,4 мс; - · - 0,6 мс; · · · 0,8 мс; · · · · 1 мс;
 — 2 мс. $Q_{\max} = 130$ Кл, $H = 14$ км. Переменный R_{disk}

Длительность флуоресценции на полувысоте равна 0,3 мс для нижнего максимума и 0,2 мс — для верхнего. Общая длительность на всех высотах, ~ 1 мс, близка к длительности разряда молнии (рис. 5).

На рис. 6 для одного момента времени иллюстрируются распределения по высоте вдоль оси разряда концентрации фоновых и вторичных электронов и положительных ионов для обеих моделей включения поля над облаком.

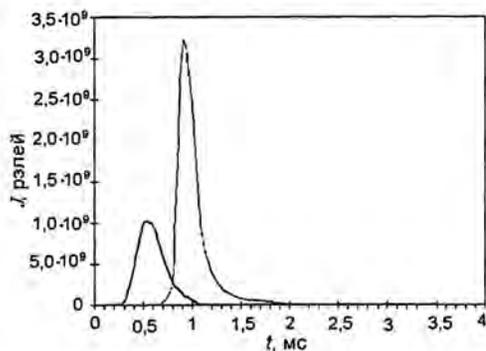


Рис. 5. Зависимость от времени яркости свечения на высотах, где находятся максимумы яркости: — — 15,5 км; — — 63 км. $Q_{\max} = 130$ Кл, $H = 14$ км. Переменный R_{disk}

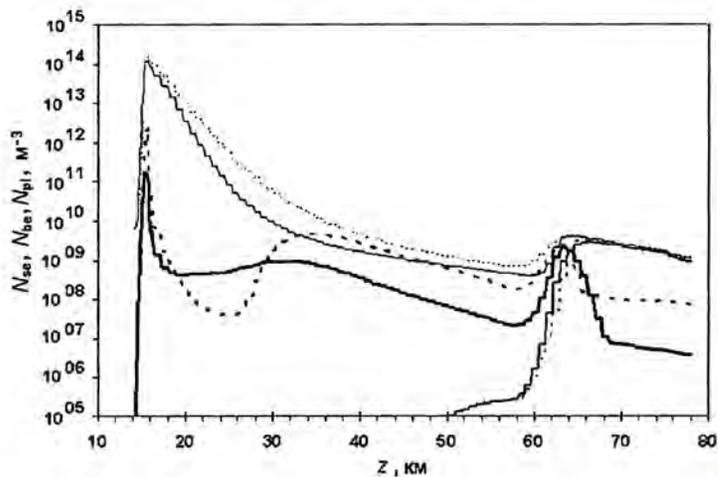


Рис. 6. Распределение по высоте концентрации положительных ионов, фоновых и вторичных электронов в момент $t = 1$ мс: - - - N_{se} , постоянный радиус; — N_{se} , переменный радиус; · · · N_{be} , постоянный радиус; — N_{be} , переменный радиус; · · · N_{pi} , постоянный радиус; — N_{pi} , переменный радиус. $Q_{\max} = 130$ Кл, $H = 14$ км. Переменный R_{disk}

На рис. 7 приведены распределения по высоте на оси разряда суммарной концентрации УЭ и концентрации групп УЭ со средними энергиями 8,8 и 25,5 МэВ в момент $t = 1$ мс для меняющегося R_{disk} . Вклад УЭ с высокой энергией заметен на высоте нижнего максимума флуоресценции и выше 70 км.

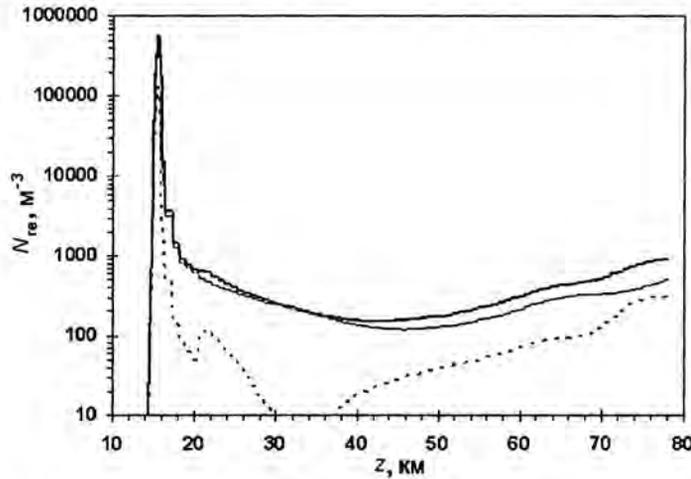


Рис. 7. Концентрации УЭ (суммарная и для двух групп) на оси симметрии разряда в момент $t = 1$ мс: — — все УЭ; — — 8,8 МэВ; - - - 25,5 МэВ. $Q_{\text{max}} = 130$ Кл, $H = 14$ км. Переменный R_{disk}

Естественно полагать, что флуоресценция нижней области отвечает Blue Jets, а верхней – Red Sprites. Флуоресценция нижней области обусловлена системой $2P$ молекул азота, а верхней – системами $1P$ и $1N$. Это определяет цвет свечения: голубой – в нижней части и красный – в верхней. Синий цвет нижней области объясняется тем, что константа тушения β_i состояния $C^3\Pi_u$, ответственного за синее свечение, намного меньше, чем состояния $B^3\Pi_g$, ответственного за красное. Красный цвет верхней области обусловлен тем, что на больших высотах $\beta_i P(z) \ll 1$, а эффективность флуоресценции $\chi_{i \rightarrow j}$ вследствие возбуждения $B^3\Pi_g$ намного больше, чем за счет возбуждения других состояний, и, кроме того, высвечивание синего фотона в результате переходов $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$ сопровождается высвечиванием красного [2–4].

Для демонстрации влияния числа групп УЭ N на результаты моделирования выполнены расчеты с $N = 4$ и $N = 10$. Основным явилось различие концентрации УЭ на высотах 15–20 км, т. е. в районе максимума развития лавин релятивистских убегающих электронов (ЛРУЭ) и выше. В этой области высот $\delta \leq 1$, здесь прекращается рост ЛРУЭ и происходит торможение электронов. 10-групповое приближение точнее описывает процессы в этой области. В приближении 10 групп концентрация УЭ в районе максимума в 1,5–2 раза меньше, чем в приближении четырех групп. Так же отличаются концентрации вторичных электронов низких энергий n_s . Концентрации фоновых электронов n_b и положительных ионов n_+ практически не зависят от числа групп УЭ. Изменения концентраций носителей заряда привели к изменениям яркости флуоресценции: усредненные по кадру телекамеры яркости $\langle J_{av} \rangle$ и $\langle J_s + J_b \rangle$ в районе нижнего максимума флуоресценции на высоте 15–20 км оказались в 1,5 раза меньше, чем в 10-групповом приближении (табл. 1).

Таблица 1

Максимальные значения концентраций УЭ, вторичных электронов и положительных ионов. $Q = 130$ Кл, $H = 14$ км

Вариант включения поля	Концентрация, м^{-3}	t , мс	r , м	z , км
Постоянный R_{disk}	$n_s = 5 \cdot 10^{11}$	0,4	~500	~16
Переменный R_{disk}	$n_s = 2,7 \cdot 10^{12}$	1	~1000	~16
Постоянный R_{disk}	$n_{\text{run}} = 1,5 \cdot 10^6$	0,4	~500	~16
Переменный R_{disk}	$n_{\text{run}} = 9 \cdot 10^6$	1	~1000	~16
Постоянный R_{disk}	$n_+ = 1,3 \cdot 10^{14}$	1,4	~500	~16
Переменный R_{disk}	$n_+ = 2,7 \cdot 10^{12}$	1,2	~1000	~16

Положение максимумов n_s , n_{run} и n_+ практически не зависит от варианта включения поля. Максимальные значения достигаются вдали от оси симметрии, т. е. там, где внешнее поле экранируется плазмой медленнее. Максимумы концентраций n_s и n_{run} достигаются одновременно, а максимум n_+ достигается позже, так как положительные ионы накапливаются.

Длительность Blue Jets

Как и в предыдущих публикациях, вычисленная длительность флуоресценции нижней области много меньше зарегистрированной длительности Blue Jets ~ 100 мс [5–7]. Причиной является экранировка внешнего электрического поля плазмой.

Для объяснения большой длительности Blue Jets естественно привлечь механизм возбуждения молекул азота, доминирующий в распадающейся плазме, на который указано в работе [8]: рекомбинационное излучение. На основании вычисленных пространственно-временных распределений положительных и отрицательных ионов выполнены расчеты излучения возбужденных молекул азота, образующихся в результате процесса $\text{O}_2^- + \text{N}_2^+ \rightarrow \text{O}_2 + \text{N}_2^*$ [9–11]. На рис. 8 приведено распределение по высоте усредненной по времени яркости рекомбинационного излучения.

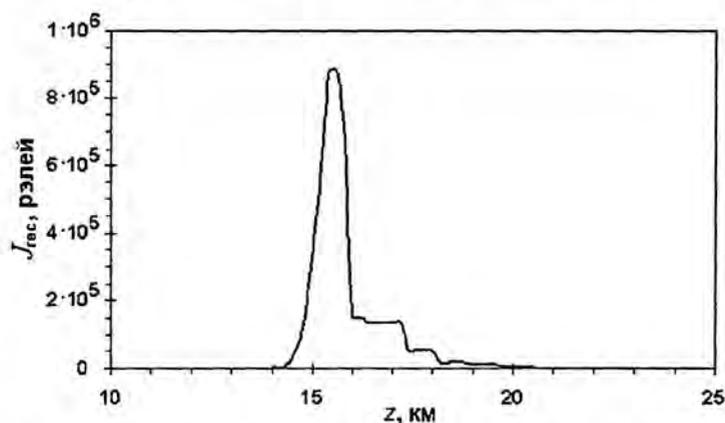


Рис. 8. Усредненная яркость рекомбинационного излучения.
 $Q_{\text{max}} = 130$ Кл, $H = 14$ км. Постоянный R_{disk}

Длительность свечения гораздо больше длительности кадра телекамеры 17 мс и определяется временем рекомбинации ионов $t_{\text{rec}} = (b_{-+} n_{+})^{-1}$. Для высоты 20 км, где $P \approx 0,06$ атм, коэффициент рекомбинации $b_{-+} \approx 10^{-13}$ м³/с и $n_{+} \approx 10^{14}$ м⁻³, $t_{\text{rec}} \approx 100$ мс, что согласуется с длительностью Blue Jets. Амплитуда яркости флуоресценции также близка к наблюдавшейся для Blue Jets.

Генерация жесткого гамма-излучения и нейтронов

Для интерпретации наблюдавшихся в корреляции с грозовой активностью вспышек жесткого γ -излучения атмосферного происхождения TGF (terrestrial γ -ray flashes) [12–14] и усиления потока нейтронов [15–17] в атмосфере вычислим число фотонов тормозного излучения и фотоядерных нейтронов, генерируемых ВАР, исходя из полного числа УЭ, генерируемых за время разряда:

$$\int_0^{t_{\text{disch}}} n_{\text{run}}(\vec{r}, t) dV dt.$$

Оценка числа гамма-квантов, зарегистрированных орбитальной станцией. Для интерпретации TGF [12, 13] вычисляется число фотонов тормозного излучения ВАР, излученных в телесный угол $\Delta\Omega = S_{\text{det}} (\xi/R_{\text{orbit}})^2$ в направлении орбитальной станции [12] и способных достигнуть высоты ее орбиты R_{orbit}

$$N_{\gamma}^{(i)} = \frac{dN_{\gamma}}{dt} f_2(\bar{\epsilon}_i, \bar{\mu}) \Delta\Omega \iint n_{\text{run}}(\vec{r}, t) P(z) \Delta_i \exp\left(-\frac{l_{\text{opt}}(z)}{\lambda_i}\right) dV dt. \quad (1)$$

Интегрирование ведется по объему флуоресценции Blue Jet, где сосредоточены практически все УЭ. Здесь скорость генерации тормозного излучения при $P = 1$ атм, отнесенная к одному УЭ, $dN_{\gamma}/dt \approx 1,045 \cdot 10^7$ 1/(с·атм) и практически не зависит от δ [18]; $f_2(\bar{\epsilon}_i, \bar{\mu})$ – функция распределения фотонов по углам и энергиям [18]; $\bar{\mu}$ – средний косинус угла между направлением локальной электрической силы – eE и направлением движения фотона; S_{det} – эффективная площадь детектора; i – номер энергетического канала детектора излучения со средней энергией $\bar{\epsilon}_i$ [12, 13];

Δ_i – доля фотонов, излученных в диапазоне i -го канала; $l_{\text{opt}}(z) = \frac{h_{\text{char}}}{\xi} \exp(-z/h_{\text{char}})$ – оптическая толщина слоя воздуха между высотами z , где развивается Blue Jet, и высотой орбиты $R_{\text{orbit}} \gg z$; ξ – косинус угла между вертикалью и направлением на станцию; $\lambda_i = \lambda(\bar{\epsilon}_i)$ – длина свободного пробега фотона со средней энергией $\bar{\epsilon}_i$ при $P = 1$ атм [19].

В табл. 2 иллюстрируются результаты, полученные по рассчитанным характеристикам УЭ для конфигурации $Q_{\text{max}} = 130$ Кл и $H = 14$ км. Вследствие неопределенности положения станции относительно источника TGF расчеты выполнены для нескольких значений $\bar{\mu}$ и ξ . Результаты, полученные для $\bar{\mu} = \xi = 0,7$ и $\bar{\mu} = \xi = 0,5$, согласуются с приведенными в [13] обработанными данными [12]. Измеренные и рассчитанные распределения фотонов по каналам довольно близки, а полное число фотонов N_{γ} согласуется с зарегистрированным [12, 13]. Особенно хорошо согласуется распределение, рассчитанное для $\bar{\mu} = \xi = 0,7$, с импульсами, изображенными на рис. 1j

[13]. В наименее вероятном случае $\bar{\mu} = \xi = 1$ число N_γ почти на два порядка превышает результаты измерений. В целом же характеристики TGF, полученные на основе численного моделирования ВАР, не противоречат результатам, полученным в рамках аналитической модели с учетом геомагнитного поля [10, 11, 20, 21].

Таблица 2

Рассчитанная γ -эмиссия по четырем энергетическим каналам с границами ϵ_1 и ϵ_2 [12, 13].
Разряд молнии на землю, $R_{orbit} = 500$ км, $S_{det} = 0,2$ м²

Номер канала i	1	2	3	4	Итого $\sum_{i=1}^4 N_\gamma^{(i)}$	Эксперимент	
ϵ_1 , кэВ	20	50	100	300	–	50–800	
ϵ_2 , кэВ	50	100	300	1000	–		
$\bar{\mu} = \xi = 1$	$N_\gamma^{(i)}/10^3$	4,1	4,1	10,5	41,6		$6 \cdot 10^4$
$\bar{\mu} = \xi = 0,7$	$N_\gamma^{(i)}$	118	103	206	323		750
$\bar{\mu} = \xi = 0,5$	$N_\gamma^{(i)}$	16,3	13,0	23,2	24		76,5

Вычисленные $n_{run}(\bar{r}, t)$ использованы для анализа новых измерений TGF с орбитальной станции RHESSI [14]. Так как в [14] не приведены данные, необходимые для оценки $\Delta\Omega$, то сравнивались не абсолютные рассчитанное и измеренное значения N_γ , а рассчитанные и измеренные распределения по энергиям $dN_\gamma/d\epsilon_\gamma$ и средняя энергия фотонов ϵ_γ . Наилучшее согласие $dN_\gamma/d\epsilon_\gamma$ с экспериментом [14] достигнуто для $\bar{\mu} = \xi = 0,5$ (рис. 9). Это может означать, что малыми значениями $\bar{\mu}$ и ξ точнее учитываются каскадные процессы с участием фотонов, понижающие их энергию. Для $\bar{\mu} = \xi = 1; 0,7$ и $0,5$ получены соответственно $\epsilon_\gamma = 9,5; 4$ и 3 МэВ. Значения 4 и 3 МэВ согласуются с данными [14].

Авторы [13], исходя из типичного значения минимального зарегистрированного времени изменения TGF $T_{min} \approx 50$ мкс, близкого к длительности Red Sprites и много меньшего длительности Blue Jets, связывают TGF с Red Sprites. Но длительность импульса УЭ, способных генерировать жесткое тормозное излучение и сосредоточенных в основном в области Blue Jet, ~ 1 мс, а продолжительная флуоресценция Blue Jets есть излучение распадающейся плазмы. Более того, высоты Red Sprites достигают так мало УЭ, что флуоресценция Red Sprites обусловлена полностью возбуждением воздуха электронами низких энергий. По мнению авторов [13], важным аргументом в пользу связи TGF с Red Sprites является отсутствие поглощения фотонов на больших высотах. Но в разреженной атмосфере возникает проблема генерации тормозного излучения в связи с малой частотой столкновений УЭ с атомными ядрами.

Генерация нейтронов гамма-излучением ВАР. В отличие от [10, 11, 22] генерация нейтронов вычисляется согласованно с эмиссией тормозного излучения, ответственной за TGF, по результатам моделирования ВАР.

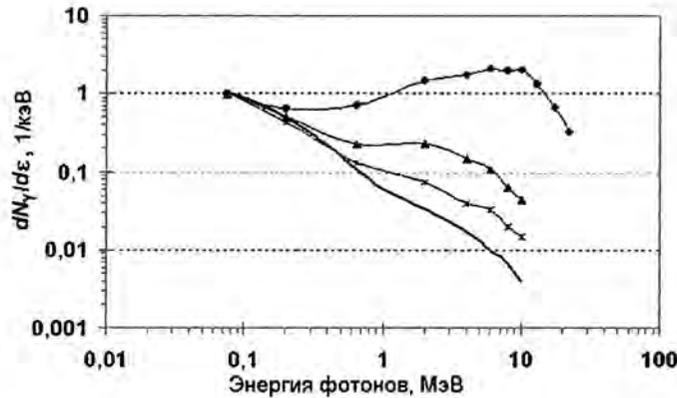


Рис. 9. Сравнение спектра TGF, зарегистрированного с борта орбитальной станции RHESSI [14], со спектрами γ -излучения, рассчитанными для трех значений $\bar{\mu}$ и ξ : — RHESSI; ● — $\mu = \xi = 1$; ▲ — $\mu = \xi = 0,7$; * — $\mu = \xi = 0,5$. $Q_{\max} = 130$ Кл, $H = 14$ км, разряд молнии на землю

Вычислим интегральный выход фотоядерных нейтронов ВАР двумя способами: в приближении хаотического движения фотонов

$$N_n = 2cN_L \iint n_\gamma(\bar{r}, t) P(z) \int_{\varepsilon_{th}(\gamma, \ln)}^{\varepsilon_{\gamma, \max}} f_\gamma(\delta, \varepsilon_\gamma) \sigma(\gamma, Sn) d\varepsilon_\gamma dV dt \quad (2)$$

с учетом $n_\gamma(\bar{r}, t) \approx n_{\text{run}}(\bar{r}, t)$ [18] и, полагая, что нейтроны генерируются на длине свободного пробега фотонов $\lambda_\gamma(z) = \lambda_\gamma(0)/P(z)$

$$N_n = 2N_L \lambda_\gamma(0) \frac{dN_\gamma}{dt} \iint n_{\text{run}}(\bar{r}, t) P(z) \int_{\varepsilon_{th}(\gamma, \ln)}^{\varepsilon_{\gamma, \max}} f_\gamma(\delta, \varepsilon_\gamma) \sigma(\gamma, Sn) d\varepsilon_\gamma dV dt, \quad (3)$$

где N_L — число Лошмидта; $f_\gamma(\delta, \varepsilon_\gamma)$ — нормированное на единицу распределение фотонов по энергиям ε_γ [18]; $\sigma(\gamma, Sn)$ — полное сечение γ, n — реакций [24]; $\varepsilon_{th}(\gamma, \ln)$ — порог γ, \ln -реакции; $\varepsilon_{\gamma, \max}$ — максимальная энергия, до которой имеются данные по сечениям. В пределах точности наших оценок достаточно считать атмосферу состоящей из ядер ^{14}N , для которых $\varepsilon_{th}(\gamma, \ln) = 10,55$ МэВ, $\varepsilon_{\gamma, \max} = 29,5$ МэВ [23]. Тогда $\lambda_\gamma(0) \approx 500$ м [19].

Результаты расчетов для трех конфигураций зарядов облака приведены в табл. 3. Полученные значения $N_n \sim 10^{14} - 10^{15}$ согласуются с оценкой $N_n \sim 10^{15}$ [10, 11, 22], полученной в рамках аналитической модели ВАР [10, 11, 20, 21].

Как показано в [10, 11, 22], рассчитанное число нейтронов слишком мало, чтобы объяснить наблюдавшееся небольшое усиление потока нейтронов на поверхности Земли в грозовой атмосфере [15–17], поскольку поглощение в плотных слоях атмосферы столь велико, что из области Blue Jet нейтроны не доходят до поверхности Земли. Возможно, малая, ~1 %, частота зарегистрированных в [15] многонейтронных событий указывает на особенно большую энергетику редких ВАР, отвечавших за эти события.

Таблица 3

Выход нейтронов из одного ВАР

Q_{\max} , Кл		100	130	200
H , км		10	14	14
$N_n/10^{14}$	Формула (2)	1,6	2,5	3,6
	Формула (3)	2,5	3,8	5,3

Влияние магнитного поля

Моделирование ВАР выполнено без учета магнитного поля. Покажем, что влиянием собственного магнитного поля разряда на релятивистские электроны можно пренебречь. С учетом того, что в ток ВАР основной вклад дают электроны низких энергий, условие малости магнитной силы, действующей на релятивистские электроны, по сравнению с суммой электрической силы и силы трения сводится к следующему ограничению концентрации электронов:

$$\frac{(n_s + n_b)(\text{м}^{-3})r(\text{м})}{P(\text{торр})} \ll \frac{2}{e\mu_0 c \mu_e} \approx 10^{15}, \quad (4)$$

где μ_0 – магнитная проницаемость вакуума; $\mu_e = 33 \text{ м}^2 \cdot \text{торр}/(\text{с} \cdot \text{В})$ – подвижность электронов в воздухе. Согласно табл. 1 на высоте ~ 11 км ($P \approx 150$ торр) на расстоянии 200 м от оси симметрии разряда достигается максимум концентрации вторичных электронов $n_s = 5 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}$, а $n_b = 0$. На высоте 65 км ($P \approx 0,07$ торр) согласно рис. 6 реализуется еще один максимум $n_s + n_b \approx 10^9 - 10^{10} \text{ м}^{-3}$. Левая часть неравенства (4) для этих максимумов гораздо меньше правой: соответственно $10^{13} (\text{м}^2 \cdot \text{торр})^{-1}$ и $10^{13} - 10^{14} (\text{м}^2 \cdot \text{торр})^{-1}$. Вдали от максимумов $n_s + n_b$ резко уменьшается, так что (4) тем более выполняется. Следовательно, влияние собственного магнитного поля ВАР на его развитие можно не учитывать.

Оценим влияние геомагнитного поля на развитие ВАР. На восходящие релятивистские электроны имеет смысл оценивать только действие горизонтальной составляющей поля. В низких широтах, где $B_{\text{geo}} \approx 40$ мкТл, в диапазоне высот от 15 км ($P \approx 90$ торр) до 65 км ($P \approx 0,07$ торр) получим следующую оценку:

$$\frac{e \left[\vec{c} \times \vec{B}_{\text{geo}} \right]}{eE} \approx \frac{ecB_{\text{geo}}}{\delta F_{\min} P} \approx \frac{0,46 - 591}{\delta}, \quad (5)$$

т. е. при малых δ в низких широтах исключить влияние геомагнитного поля нельзя даже в плотной атмосфере на высоте 15 км. Поэтому оно учтено в анализе TGF [10, 11, 20, 21], поскольку орбита станции лежала почти в экваториальной плоскости [12]. Выполненное выше численное моделирование ВАР адекватно только для высоких широт, где горизонтальная составляющая геомагнитного поля достаточно мала.

Заключение

На основании согласованной 2-мерной модели в рамках механизма пробоя воздуха на релятивистских УЭ выполнено численное моделирование ВАР. В результате получены пространственно-временные распределения перенапряжения, концентраций заряженных частиц и оптического излучения над грозowymi облаками.

Яркость и цвет флуоресценции воздуха, ее эволюция в пространстве и времени, рассчитанные из реалистичных значений тока молнии и переносимого ею заряда Q_{\max} , согласуются с данными натурных наблюдений.

Конфигурацией зарядов, моделирующих заряды грозового облака, определяется распределением флуоресценции по высоте.

Для заряда $Q_{\max} = 100$ Кл и высоты его расположения $H = 10$ км (результаты моделирования этой конфигурации см. в работах [9–11]) реализуется только одна флуоресцирующая область, возбуждаемая непосредственно УЭ и релаксирующими вторичными электронами. Она непосредственно примыкает к вершине облака, что характерно для Blue Jet. На высотах 50–70 км появляется еще одна флуоресцирующая область. Она обусловлена возбуждением флуоресценции только фоновыми электронами, поскольку УЭ на большие высоты не проникают, хотя перенапряжение там велико.

В конфигурации $Q_{\max} = 130$ Кл и $H = 14$ км наряду с флуоресценцией Blue Jet появилась светящаяся область вдали от облака на больших высотах, типичных для Red Sprites, но, хотя флуоресценция этой области также возбуждается в основном фоновыми электронами, в нижней части ее доминирует флуоресценция, возбуждаемая вторичными электронами, пришедшими в равновесие с локальным полем. Следовательно, в природе возможны конфигурации, когда Sprites возбуждаются только фоновыми электронами без участия УЭ.

Таким образом, оптические явления на разных высотах обусловлены возбуждением флуоресценции непосредственно УЭ и релаксирующими вторичными электронами (высота 10–20 км, Blue Jets), фоновыми и вторичными дрейфующими электронами (60–70 км, Red Sprites). Цвета Blue Jets и Red Sprites обусловлены кинетикой возбуждения и тушения состояний молекул азота на разных высотах. За флуоресценцию Blue Jets отвечает система $2P$, за Red Sprites – системы $1P$ и $1N$, с чем и связаны их цвета.

Вариациями знака и величины заряда, его распределения в пространстве, длительности тока, проводимости воздуха могут объясняться многие из наблюдаемых свойств высотных оптических явлений и их многообразие.

Подтверждается указание авторов [8], согласно которому большая длительность Blue Jets, ~ 100 мс, обусловлена флуоресценцией вследствие рекомбинации положительных и отрицательных ионов в распадающейся плазме после прохождения ЛРУЭ.

По результатам расчета пространственно-временного и энергетического распределений УЭ вычислены характеристики тормозного излучения, которые согласуются с числом фотонов и спектром импульсов жесткого γ -излучения атмосферного происхождения (TGF), зарегистрированных с борта орбитальных станций CGRO [12, 13] и RHESSI [14]. Источником TGF является область флуоресценции Blue Jet. В работе [24] данные [14] сравнивались с результатами численного моделирования γ -излучения УЭ в однородном внешнем поле, т. е., по существу, заявленное в названии статьи моделирование пробоя на УЭ не велось. В настоящей статье, в отличие от [24],

γ -излучение УЭ вычислялось по результатам моделирования ВАР в самосогласованном электрическом поле.

Выполнены расчеты числа нейтронов, генерируемых фотоядерными реакциями γ -излучения ВАР. Для моделируемых конфигураций это число недостаточно для объяснения усиления потока нейтронов в атмосфере, зарегистрированного в корреляции с грозowymi разрядами. Необходимы дальнейшие исследования в этом направлении, в частности, развитие эффективной методики совместного транспорта фотонов и нейтронов в плотной атмосфере на большие расстояния, моделирование конфигураций с большими зарядами облака, варьирование высоты расположения заряда и направления развития разряда. В связи с обнаружением γ -излучения искусственно инициированной молнии не исключена генерация фотоядерных нейтронов в канале молнии, например, на фронте ступенчатого лидера, хотя зарегистрированная энергия фотонов $\varepsilon_\gamma = 1\text{--}10$ МэВ все же ниже порога $\varepsilon_{th}(\gamma, 1n)$.

Более детальная информация о результатах моделирования кинетики ВАР и высотных оптических явлений содержится в работах [10, 11].

Авторы считают своей приятной обязанностью выразить благодарность директору ВНИИЭФ академику Р. И. Илькаеву и д-ру С. Гитомеру (S. Gitomer) за поддержку исследований по физике атмосферных разрядов, академику А. В. Гуревичу, д-ру К. П. Зыбину, д-ру Р. А. Рюсселю-Дюпре (R. A. Roussel-Dupré) и д-ру Е. М. Д. Цымбалисту (E. M. D. Symbalisty) за многолетнее сотрудничество в этой области.

Список литературы

1. Бабич Л. П., Кудрявцев А. Ю., Кудрявцева М. Л., Куцык И. М. Расчет гигантского восходящего атмосферного разряда, сопутствующих оптических явлений и проникающих излучений. I. Численная модель // См. настоящий сборник. С. 70–81.
2. Бабич Л. П., Бахов К. И., Куцык И. М. Самосогласованный расчет атмосферного разряда, развивающегося в режиме лавины релятивистских убегающих электронов // Саров: Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2001. Вып. 1. С. 440–455.
3. Бабич Л. П., Бахов К. И., Илькаев Р. И. и др. Расчет высотных оптических явлений над облаками на основе механизма с участием лавины релятивистских электронов // Докл. РАН. 2003. Т. 388. С. 383–386.
4. Бабич Л. П., Бахов К. И., Илькаев Р. И. и др. Самосогласованный расчет восходящего атмосферного разряда, развивающегося в режиме лавин релятивистских убегающих электронов // Геомагнетизм и аэронавигация. 2004. Т. 44. С. 254–265.
5. Sentman D. D., Wescott E. M. Red sprites and blue jets: Thunderstorm-excited optical emissions in the stratosphere, mesosphere, and ionosphere // Phys. Plasmas. 1995. Vol. 2. P. 2514–2522.
6. Wescott E. M., Sentmen D. D., Osborn D. L. et al. Preliminary results from the Sprite 94 Aircraft Campaign; 2. Blue Jets // Geophys. Res. Lett. 1995. Vol. 22. P. 1209–1212.
7. Pasko V. P., Stenley M., Mathews J. D. et al. Electrical discharge from a thundercloud top to the lower ionosphere // Nature. 2002. Vol. 416. P. 152–154.

8. Taranenکو Y. J., Roussel-Dupré R. A. High altitude discharges and gamma-ray flashes: a manifestation of runaway air breakdown // *Geophys. Res. Lett.* 1998. Vol. 23. P. 571–574.
9. Кудрявцев А. Ю., Кудрявцева М. Л., Куцык И. М. Расчет гигантского восходящего атмосферного разряда и кинетики оптического излучения: Препринт № 98. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2005.
10. Кудрявцев А. Ю. Развитие механизма восходящих атмосферных разрядов на основе генераций лавин релятивистских электронов: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2005.
11. Кудрявцев А. Ю. Развитие механизма восходящих атмосферных разрядов на основе генераций лавин релятивистских электронов: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: МГУ им. М. В. Ломоносова, 2006.
12. Fishman G. J., Bhat P. N., Mallozzi R. et al. Discovery of intense gamma-ray flashes of atmospheric origin // *Science*. 1994. Vol. 264. P. 1313–1316.
13. Nemiroff R. J., Bonnell J. T., Norris J. P. Temporal and spectral characteristics of terrestrial gamma flashes // *J. Geophys. Res.* 1997. Vol. 102. P. 9659–9665.
14. Smith D. M., Lopez L. I., Lin R. P., Barrington-Leigh C. P. Terrestrial gamma-ray flashes observed up to 20 MeV // *Science*. 2005. Vol. 307. P. 1085–1088.
15. Shah G. N., Razdan H., Bhat G. L., Ali G. M. Neutron generation in lightning bolts // *Nature*. 1985. Vol. 313. P. 773–775.
16. Shyam A. N., Kaushik T. C. Observation of neutron bursts associated with atmospheric lightning discharge // *J. Geophys. Res.* 1999. Vol. 104. P. 6867–6869.
17. Кужевский Б. М. Генерация нейтронов в молнии // *Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия*. 2004. № 5. С. 14–16.
18. Бабич Л. П., Донской Е. Н., Куцык И. М., Рюссель-Дюпре Р. А. Тормозное излучение лавины убегающих электронов в атмосфере // *Геомагнетизм и аэрономия*. 2004. Т. 44. С. 697–703.
19. Гречухин Д. П. Гамма-излучение // *Физическая энциклопедия* / Под ред. А. М. Прохорова. Т. 1. М.: Советская энциклопедия, 1988.
20. Бабич Л. П., Ильяев Р. И., Кудрявцев А. Ю. и др. Анализ гамма-импульсов атмосферного происхождения, зарегистрированных орбитальной станцией // *Докл. РАН*. 2001. Т. 381. С. 247–250.
21. Бабич Л. П., Ильяев Р. И., Куцык И. М. и др. Анализ гамма-импульсов атмосферного происхождения на основе механизма генерации лавин релятивистских электронов // *Геомагнетизм и аэрономия*. 2004. Т. 44. С. 266–275.
22. Бабич Л. П. Генерация нейтронов в гигантских восходящих атмосферных разрядах // *Письма в ЖЭТФ*. 2006. Т. 84. № 6. С. 697–703.
23. Dietrich S. S., Berman B. L. Atlas of photoneutron cross sections obtained with monoenergetic photons // *Atomic Data and Nuclear Data Tables*. 1998. Vol. 38. P. 199–338.
24. Dwyer J. R., Smith D. M. A comparison between Monte Carlo simulations of runaway breakdown and terrestrial gamma-ray flash observations // *Geophys. Res. Lett.* 2005. Vol. 32. P. L22804–L22808.
25. Dwyer J. R., Rassoul H. K., Al-Dayeh M. et al. A ground level gamma-ray burst observed in association with rocket-triggered lightning // *Ibid.* 2004. Vol. 31. P. L05119–L05123.

Calculation of Giant Ascending Atmospheric Discharge, Accompanying Optical Phenomena and Penetrating Radiations. II. Results of Numerical Simulation

L. P. Babich, A. Yu. Kudryavtsev, M. L. Kudryavtseva, I. M. Kutsyk

A numerical simulation of giant ascending atmospheric discharges has been carried out. The calculated data on brightness, color and fluorescence evolution above the thundercloud are in good agreement with the data obtained from the field observations of high-altitude optical phenomena Blue Jets and Red Sprites. The characteristics of hard X-ray and neutron pulses generated by ascending discharges have been calculated.