

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ УЗКИХ БИПОЛЯРНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ ГРОЗОВЫМИ РАЗРЯДАМИ

Е. И. Бочков, Л. П. Бабич, И. М. Куцык*

*Российский федеральный ядерный центр —
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики
607188, Саров, Нижегородская обл., Россия*

Поступила в редакцию 29 октября 2012 г.

В рамках представления о лавине релятивистских убегающих электронов (УЭ) выполнено численное моделирование компактного внутриоблачного разряда (compact intracloud discharge — CID) как генератора мощных природных электромагнитных импульсов (ЭМИ) ВЧ- и УВЧ-излучения — узких биполярных импульсов (narrow bipolar pulses — NBP). Для нескольких значений перенапряжения поля и высоты, на которой развивается разряд, вычислены числа инициирующих лавину электронов, при которых расчетные характеристики ЭМИ согласуются с измеренными параметрами NBP. Отмечаются недостатки гипотезы об участии широких атмосферных ливней в инициировании лавины. Разряд, способный генерировать NBP, порождает УЭ в количествах, близких к числу УЭ в источнике атмосферных γ -вспышек (terrestrial γ -ray flashes — TGF), что может быть свидетельством о едином источнике NBP и TGF.

DOI: 10.7868/S0044451013070213

1. ВВЕДЕНИЕ

В 1980-х гг. в грозовой атмосфере обнаружены, а затем исследованы [1–13] электромагнитные импульсы (ЭМИ) ВЧ- и УВЧ-диапазона более мощные, нежели ЭМИ разрядов молнии на Землю или «нормальных» внутриоблачных разрядов [11]. Импульсы характеризуются малой длительностью порядка нескольких десятков микросекунд и характерной биполярной формой, в связи с чем в научной литературе идентифицируются как «узкие биполярные импульсы» (narrow bipolar pulses — NBP). Как справедливо отмечают Нэг и др. [11], термин NBP неудачен, поскольку не может характеризовать именно этот класс ЭМИ: «сигнатуры радиационного поля пространственно-ограниченного источника, включающегося и выключающегося за ограниченное время, всегда биполярны» и многие атмосферные ЭМИ даже короче, нежели NBP [11]. Но термин NBP используется в опубликованных исследованиях и мы будем его применять.

Предполагается, что источником NBP являются

компактные внутриоблачные разряды (compact intracloud discharges — CID) [3]. Несмотря на внимание исследователей к этим, по-видимому, наиболее мощным атмосферным генераторам широкополосного ВЧ- и УВЧ-излучения [5, 11], природа CID остается неясной. Предложена гипотеза [14, 15], согласно которой источником NBP является пробой на убегающих электронах (УЭ) [16], инициируемый широким атмосферным ливнем (ШАЛ), порождаемым космической частицей с энергией 10^{17} – 10^{19} эВ. Предполагается следующая последовательность процессов. Электроны ШАЛ с энергиями, превышающими порог убегания ε_{th} в грозовом электрическом поле, ускоряются и в ионизирующих соударениях с молекулами порождают новые электроны, малая часть которых также способна ускоряться. В результате развивается лавина релятивистских убегающих электронов (ЛРУЭ) высоких энергий, сопровождающаяся генерацией большого числа электронов в подпороговой области энергий $\varepsilon \leq \varepsilon_{th}$, ток которых и создает NBP. Идея об участии ШАЛ в генерации NBP, однако, уязвима, поскольку зарегистрированы 4% NBP, которые приходили парами с разностью по времени менее 200 мс [11], много меньшей разности по времени между последовательными со-

*E-mail: babich@elph.vniief.ru

бытиями ШАЛ. Альтернативным источником УЭ может являться лидер молнии: часть электронов в сильном поле лидера набирает энергию порядка сотен электрон-вольт и, оказываясь в режиме убегания ($\epsilon \geq \epsilon_{th}$), порождает ЛРУЭ [17, 18].

В работе [9] выполнен одномерный расчет ЭМИ-разряда, развивающегося с участием ЛРУЭ на высоте 5 км. Вычисленные радиационные поля в ВЧ- и УВЧ-диапазонах согласуются с результатами наблюдений в ограниченном интервале углов наблюдения, причем амплитуда ЭМИ отличается на одно стандартное отклонение от наблюдаемой средней амплитуды НВР [9]. Использована упрощенная модель самосогласованного поля. Моделирование выполнено для одноэлектронного инициирования ЛРУЭ, но из текста статьи [9] неясно, каково усиление ЛРУЭ, обеспечивающее согласие с результатами наблюдений. Полагалось, что ЛРУЭ распространяется со скоростью $0.987c$ (c — скорость света), хотя согласно расчетам, выполненным методом Монте-Карло, скорость лавины меньше $0.9c$ [19, 20]. Диффузия УЭ не учитывается; поэтому поперечный размер ЛРУЭ фиксирован и принят равным 0.5 м, что гораздо меньше размера 100 – 1000 м, получающегося в результате двумерного численного моделирования в самосогласованном поле [21]. Занижение поперечного размера ЛРУЭ приводит к существенному завышению концентрации УЭ, а следовательно, и концентраций всех заряженных частиц на оси симметрии разряда.

Целью нашего исследования является развитие идеи об участии УЭ в механизме CID [9, 14, 15]. Выполнено численное двумерное моделирование разряда в самосогласованном поле. Для нескольких значений напряженности поля и высоты, на которой развивается разряд, получены числа инициирующих ЛРУЭ затравочных УЭ N_{re}^0 , при которых расчетные характеристики ЭМИ наилучшим образом согласуются с измеренными параметрами НВР. Природа источника затравочных УЭ не конкретизируется.

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФОРМУЛИРОВКА ЗАДАЧИ

Исследования процессов в грозовом поле с участием УЭ ведутся в терминах перенапряжения поля $\delta = eE/F_B^{min}P$ относительно минимума силы трения, действующей на электрон $F_B^{min} = 218P$ кВ/м·атм в результате неупругих взаимодействий с молекулами атмосферы. Развитие ЛРУЭ в воздухе возможно, начиная с $\delta_{th} \approx 1.3$ [22], че-

му соответствует критическая напряженность поля $E_{th} \approx 283$ кВ/м при нормальных условиях. То обстоятельство, что пороговое значение δ_{th} превышает единицу, обусловлено рассеянием электронов на молекулах, в результате чего они в среднем движутся под некоторым углом к направлению электрической силы $-e\mathbf{E}$.

Используем ту же модель разряда, что и в работах [21, 23], где транспорт УЭ описывается диффузионно-дрейфовым уравнением:

$$\frac{\partial n_{re}}{\partial t} + \text{div} \left(n_{re} \mathbf{v}_{re} - D_T \left(\nabla n_{re} - \frac{\mathbf{v}_{re} (\mathbf{v}_{re} \cdot \nabla n_{re})}{v_{re}^2} \right) - D_L \frac{\mathbf{v}_{re} (\mathbf{v}_{re} \cdot \nabla n_{re})}{v_{re}^2} \right) = \nu_{re} n_{re} + S_{re}^{ext}. \quad (1)$$

Здесь n_{re} — концентрация УЭ, ν_{re} — коэффициент размножения (гибели) УЭ (runaway electron rate), $\mathbf{v}_{re} = -v_{re} \mathbf{E}/E$ — вектор направленной скорости УЭ, v_{re} — ее абсолютная величина, D_T и D_L — коэффициенты поперечной и продольной диффузии УЭ, $S_{re}^{ext} = N_{re}^0 \delta(t) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_s)$ — внешний источник УЭ, \mathbf{r}_s — положение источника УЭ.

Для v_{re} , D_T , D_L используются аппроксимации из работы [21]:

$$\begin{aligned} v_{re}(z, \delta) &= 2.7 \cdot 10^8 \text{ м/с}, \\ D_L [\text{м}^2/\text{с}](z, \delta) &= 2.16 \cdot 10^8 \delta^{-1.655} / P(z), \\ D_T [\text{м}^2/\text{с}](z, \delta) &= 1.06 \cdot 10^9 \delta^{-1.874} / P(z). \end{aligned} \quad (2)$$

Для частоты, с которой меняется число УЭ, использована следующая зависимость [23]:

$$\begin{aligned} v_{re}(z, \delta) &= \\ &= \begin{cases} 7.24 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1} \cdot (\delta - 1.27)^{1.08} P(z), & \delta \geq 1.27, \\ 1.03 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1} \cdot (\delta - 1.27) P(z), & \delta < 1.27. \end{cases} \end{aligned} \quad (3)$$

Кинетика электронов низких энергий (e), положительных (p) и отрицательных (n) ионов описывается системой уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div} n_e \mathbf{v}_e &= (\nu_{ion} - \nu_{att}) n_e - \\ &\quad - \beta_{ep} n_e n_p + \nu_{ep} n_{re} + S_{ep}, \\ \frac{\partial n_p}{\partial t} + \text{div} n_p \mathbf{v}_p &= \nu_{ion} n_e - \\ &\quad - \beta_{ep} n_e n_p - \beta_{pn} n_p n_n + \nu_{ep} n_{re} + S_{ep}, \\ \frac{\partial n_n}{\partial t} + \text{div} n_n \mathbf{v}_n &= \nu_{att} n_e - \beta_{pn} n_p n_n. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь n_e , n_p , n_n — концентрации; $\mathbf{v}_e = -\mu_e \mathbf{E}$, $\mathbf{v}_p = \mu_p \mathbf{E}$, $\mathbf{v}_n = -\mu_n \mathbf{E}$ — скорости дрейфа, μ_e и $\mu_{p,n}$ —

подвижности электронов и ионов; ν_{ion} — частота ионизации молекул воздуха электронами низких энергий; β_{ep} и β_{pn} — коэффициенты рекомбинации электронов с положительными ионами и положительными и отрицательными ионами; $\nu_{att} = k_{diss}N_{O_2} + k_{thr}N^2$ — частота прилипания электронов к молекулам кислорода, k_{diss} и k_{thr} — коэффициенты диссоциативного и тройного прилипания, N и N_{O_2} — локальные концентрации молекул воздуха и кислорода; ν_{ep} — частота генерации электронов низких энергий в соударениях УЭ с молекулами; S_{ep} — внешний источник электронов и положительных ионов, обусловленный фоновым космическим излучением.

В системе (4) для зависимостей кинетических коэффициентов от высоты над уровнем моря z (давления P) и напряженности поля E приняты следующие аппроксимации:

для подвижности ионов [24] и электронов [25] —

$$\begin{aligned} \mu_{p,n}(z) &= 2 \cdot 10^{-4} \text{ (м}^2/\text{В} \cdot \text{с)} / P(z), \\ \mu_e(z, E) &= \begin{cases} 1.47 \cdot 10^4 \text{ (м/с)} x / E, & 0 \leq x < 0.251, \\ 0.737 \cdot 10^4 \text{ (м/с)} x^{1/2} / E, & 0.251 \leq x < 6.65, \\ 0.459 \cdot 10^4 \text{ (м/с)} x^{3/4} / E, & 6.65 \leq x < 421, \\ 2.08 \cdot 10^4 \text{ (м/с)} x^{1/2} / E, & 421 \leq x < 6860, \end{cases} \quad (5) \\ x &= \frac{E}{3 \cdot 10^4 \text{ (В/м)} P(z)}; \end{aligned}$$

для частоты ионизации электронами низких энергий и коэффициента диссоциативного прилипания электронов к молекулам кислорода [26, 27] —

$$\begin{aligned} \nu_{ion}(z, E) &= 10^{-14.3-36.5/\xi} \text{ (м}^3/\text{с)} \times \\ &\times (N(z) - N_{O_2}(z)) + 10^{-14.8-28.1/\xi} \text{ (м}^3/\text{с)} \times \\ &\times N_{O_2}(z), \quad 2 \leq \xi \leq 30, \quad (6) \\ k_{diss}(z, E) &= \end{aligned}$$

$$= \begin{cases} 10^{-15.42-12.7/\xi} \text{ м}^3/\text{с}, & 3 \leq \xi \leq 9, \\ 10^{-16.21-5.7/\xi} \text{ м}^3/\text{с}, & 9 \leq \xi \leq 30, \end{cases}$$

где

$$\xi = 10^{20} \text{ (В} \cdot \text{м}^2)^{-1} E / N(z);$$

для коэффициента тройного прилипания электронов [28] —

$$k_{thr}(z, E) = 4.7778 \cdot 10^{69} [\text{м}^5 \cdot (\text{В} \cdot 10^{-4} \cdot \text{м}^2)^{1.2749}] \times \mu_e(z, E) E (E/N)^{-1.2749}; \quad (7)$$

для коэффициентов электрон-ионной [29] и ион-ионной [24] рекомбинации —

$$\begin{aligned} \beta_{ep}(z, E) &= 2 \cdot 10^{-13} \text{ (м}^3/\text{с)} (300 \text{ К}/T_e)^{1/2}, \\ \beta_{pn}(z) &= 2 \cdot 10^{-12} \text{ (м}^3/\text{с)} P(z), \end{aligned} \quad (8)$$

где $T_e = eD_e/k_B\mu_e$ — температура электронов, e — элементарный заряд, D_e — коэффициент диффузии, k_B — константа Больцмана, для отношения D_e/μ_e использована зависимость от E/N из работы [28]. Для частоты генерации электрон-ионных пар удалями УЭ принята наша аппроксимация [21]:

$$\nu_{ep}(z) = 2 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1} \cdot P(z). \quad (9)$$

Источник S_{ep} находится из решения стационарной системы (4).

Система уравнений (1) и (4) замыкается уравнением для самосогласованного поля:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= -\nabla\varphi_{int} + \mathbf{E}_{ext}, \\ \Delta\varphi_{int} &= -\frac{e}{\varepsilon_0} (n_p - n_n - n_e - n_{re}), \end{aligned} \quad (10)$$

где \mathbf{E}_{ext} — вектор напряженности внешнего (external) грозового поля, φ_{int} — потенциал поля пространственного заряда, созданного в результате движения заряженных частиц.

Начальные и граничные условия для системы (1)–(4) используются те же, что и в работе [23]. Решается двумерная задача в цилиндрической системе координат: аксиальной z , направленной по высоте, и ортогональной ей радиальной координате ρ . Поскольку длительность СИД крайне мала, внешнее поле (поле грозового облака) в данной задаче полагается стационарным и создается двумя плоскими равномерно заряженными слоями зарядов разного знака с толщиной Δz :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{ext}(\mathbf{r}) &= E_{ext}(z)\mathbf{e}_z = \mathbf{e}_z \times \\ &\times \begin{cases} E_m \frac{z_b - z}{\Delta z}, & z_b < z < z_b + \Delta z, \\ -E_m, & z_b + \Delta z < z < z_t - \Delta z, \\ E_m \frac{z - z_t}{\Delta z}, & z_t - \Delta z < z < z_t. \end{cases} \quad (11) \end{aligned}$$

Здесь z — высота над уровнем моря, z_b и z_t — нижняя и верхняя границы области с полем, $E_m = \delta_{ext} F_B^{min}(0.5(z_b + z_t))$ и δ_{ext} — модуль напряженности и перенапряжение поля в центре области. Вектор напряженности направлен вниз. Толщина Δz

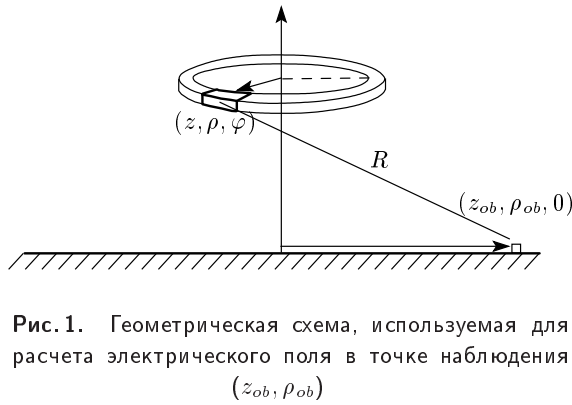


Рис. 1. Геометрическая схема, используемая для расчета электрического поля в точке наблюдения (z_{ob}, ρ_{ob})

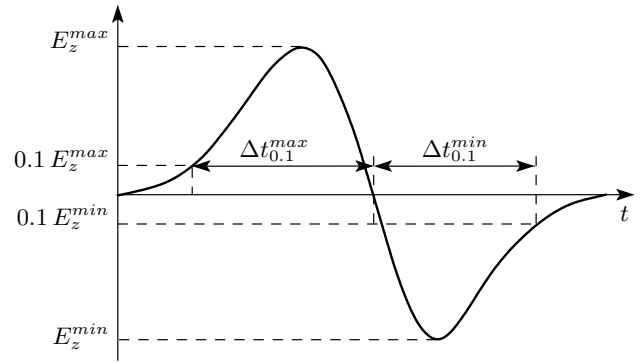


Рис. 2. Основные характеристики NBP

принята равной 200 м. Ввиду цилиндрической симметрии задачи напряженность поля в точке наблюдения зависит только от вертикальной z и радиальной ρ координат (рис. 1). NBP регистрируются в основном на расстояниях порядка десятков–сотен километров от источников [11–13], когда основной вклад в измеряемое поле вносит радиационная составляющая. Для ее расчета в точке наблюдения (observation) (z_{ob}, ρ_{ob}) используем известную формулу:

$$\mathbf{E}(z_{ob}, \rho_{ob}, t) = -\frac{\partial \mathbf{A}(z_{ob}, \rho_{ob}, t)}{\partial t},$$

$$\mathbf{A}(z_{ob}, \rho_{ob}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \times \int_{V_{dis}} \frac{\mathbf{j}(z, \rho, t - R/c)}{R} \rho d\varphi d\rho dz, \quad (12)$$

где

$$R(z_{ob}, z, \rho_{ob}, \rho, \varphi) = \sqrt{(z - z_{ob})^2 + \rho^2 + \rho_{ob}^2 - 2\rho\rho_{ob} \cos \varphi},$$

V_{dis} — объем области, в которой развивается разряд (discharge);

$$\mathbf{j} = e(n_p \mathbf{v}_p - n_n \mathbf{v}_n - n_{re} \mathbf{v}_{re} - n_e \mathbf{v}_e)$$

— плотность тока, в котором согласно результатам расчетов доминирует вклад электронов низких энергий.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ И ИХ АНАЛИЗ

В наземных наблюдениях измеряется вертикальная компонента напряженности поля (в наших обозначениях z -компонента), поэтому далее под напря-

женностью понимается величина E_z . Согласно статистике 71 % NBP (9190 из 12892), зарегистрированных в 1998–1999 гг. с помощью Los Alamos Spheric Array, имеют положительную полярность (предполагается, что ось z направлена вверх — physical sign convention) [30]. В работе [11] описана феноменология 157 NBP положительной полярности, зарегистрированных в августе–сентябре 2008 г. в Gainesville (Флорида, США), причем отмечается, что за то же время были записаны только четыре импульса отрицательной полярности. Мы моделируем только положительные импульсы, как доминирующие в статистике. Положительная полярность импульса соответствует переносу отрицательного заряда вверх либо положительного — вниз, что, в свою очередь, согласуется с типичным распределением зарядов внутри облака: положительный заряд наверху, отрицательный — внизу.

Характеризуем ЭМИ четырьмя величинами: модулями напряженности поля в максимуме E_z^{max} и в минимуме E_z^{min} , а также двумя интервалами времени $\Delta t_{0.1}^{max}$ и $\Delta t_{0.1}^{min}$. Величина $\Delta t_{0.1}^{max}$ определяется как отрезок времени между моментом, когда напряженность поля достигает 10 % от максимального значения E_z^{max} , и моментом, когда поле становится равным нулю (см. рис. 2). Аналогичным образом определяется $\Delta t_{0.1}^{min}$. В работе [11] для набора из 48 импульсов рассчитаны следующие геометрические средние величины: высота источника излучения 16 км; максимум напряженности поля 20 В/м, приведенный к расстоянию 100 км до источника; полная длительность импульса 23 мкс; длительность первого полуцикла (initial half-cycle) 5.6 мкс; модуль отношения максимума напряженности поля к минимуму — 5.7. Согласно данным измерений в Лос-Аламосской национальной лаборатории [3] средняя продолжительность импульса NBP

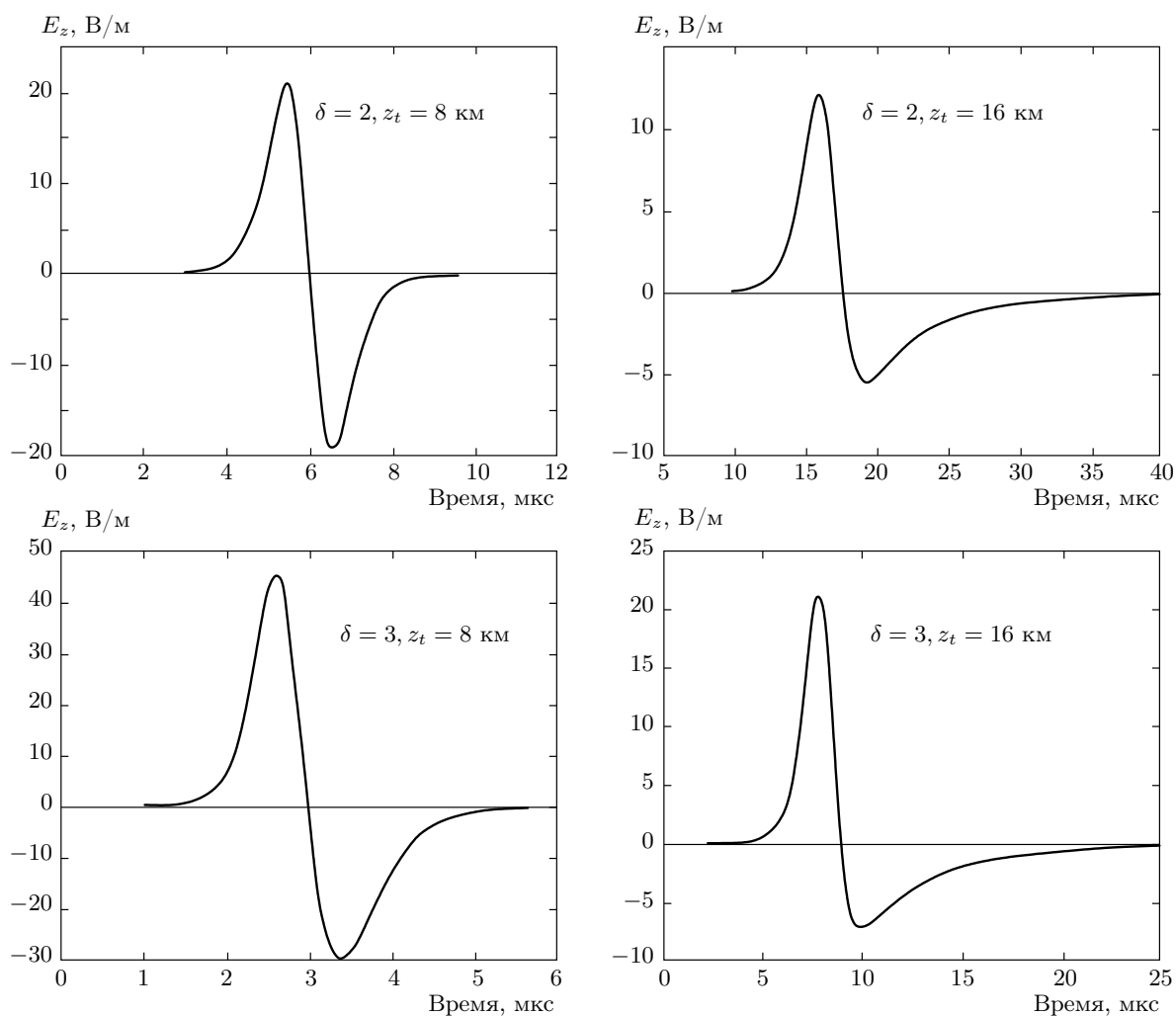


Рис. 3. Результаты расчетов параметров ЭМИ в точке наблюдения на поверхности Земли $z_{ob} = 0$, $\rho_{ob} = 100$ км для $\zeta_{ext} = 11$

составляет 25.8 мкс, приведенная к расстоянию от источника 100 км амплитуда напряженности поля в первом полуцикле — 9.5 В/м, отношение амплитуд первого и второго полуциклов — 2.7.

Согласно измерениям Маршалла и др. [31, 32] напряженность поля внутри грозных облаков, приведенная к нормальным условиям, не превышает 3–4 кВ/см, чему соответствуют $\delta = 1.5$ –2. В настоящей работе приведены результаты расчетов, выполненных для $\delta_{ext} = 2$ и $\delta_{ext} = 3$. Чтобы оценить зависимость параметров ЭМИ от высоты, расчеты выполнялись для двух значений верхней границы z_t области с полем: 8 км и 16 км. По вертикали размер этой области определяется числом длин усиления ЛРУЭ

$$\zeta_{ext} = \int_D \frac{v_{re}(\delta(z)) dz}{u(\delta(z))},$$

где u — групповая направленная скорость УЭ [20], а интегрирование ведется вдоль оси симметрии задачи внутри области D , где $\delta_{ext} > 1.3$. Расчеты выполнены для $\zeta_{ext} = 11, 15, 20$. Следует отметить, что согласно пределу по обратной релятивистской связи (relativistic feedback) [33, 34] ζ не может превышать 11 ($e^\zeta \sim 10^4$ – 10^5) для случая однородного поля [33]. Источник УЭ располагался на нижней границе области D . Число УЭ в источнике N_{re}^0 принято равным $5 \cdot 10^{11}, 7.5 \cdot 10^9, 5 \cdot 10^7$ соответственно для $\zeta_{ext} = 11, 15, 20$. Величина N_{re}^0 подобрана так, чтобы рассчитанные значения E_z^{max} в «точке наблюдения» ($z_{ob} = 0, \rho_{ob} = 100$ км) были близки к 20 В/м.

На рис. 3 иллюстрируются ЭМИ, рассчитанные для случая $\zeta_{ext} = 11$. Вычисленные параметры ЭМИ и соответствующие значения z_t , δ_{ext} и ζ_{ext} представлены в таблице. Видно, что параметры ЭМИ, вычисленные для $z_t = 8$ км, не согласуются с экспериментальными данными. Так, длительность ЭМИ около 3 мкс значительно меньше средней измеренной длительности NBP 23 мкс [11]. Модуль отношения максимума напряженности поля к минимуму $|E_z^{max}/E_z^{min}|$, равный примерно 1–1.5, также сильно отличается от измеренного отношения $|E_z^{max}/E_z^{min}| = 5.7$ [11], 2.7 [3].

Результаты, полученные для $z_t = 16$ км, неплохо описывают данные экспериментов. Так, расчетные значения полной длительности и длительности первого полуцикла ЭМИ для $\delta_{ext} = 2$ равны примерно 20 и 5 мкс соответственно, что близко к экспериментальным значениям. Отметим, что увеличение длительности ЭМИ с ростом высоты связано с уменьшением плотности воздуха, поскольку длительность второго полуцикла определяется временем прилипания электронов, которое возрастает с увеличением высоты. Вычисленное отношение $|E_z^{max}/E_z^{min}| \approx 2.3$ существенно меньше среднего экспериментального значения 5.7 [11], но близко к величине 2.7, измеренной в работе [3].

На рис. 4 приведены основные характеристики разряда: напряженность поля, концентрации электронов и положительных ионов на оси симметрии разряда в характерные моменты времени ЭМИ для параметров $\delta_{ext} = 2$, $\zeta_{ext} = 11$, $z_t = 16$ км, при которых достигнуто наилучшее согласие с данными измерений [11] (см. таблицу) и расчетов ЭМИ (см. рис. 3). Из сравнения рис. 3 для $\delta_{ext} = 2$, $\zeta_{ext} = 11$, $z_t = 16$ км и рис. 4 видно, что в момент, когда поле принимает максимальное значение E_z^{max} в точке наблюдения, концентрация электронов n_e также максимальна, распределение напряженности поля в области разряда слабо изменилось по сравнению с начальным. В момент, когда поле принимает минимальное значение E_z^{min} , концентрация n_e уменьшилась почти в три раза по сравнению с максимальной, напряженность поля в разряде сильно уменьшилась вследствие поляризации плазмы.

4. ИСТОЧНИК ЗАТРАВОЧНЫХ УВЕГАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ

Обсудим вопрос о природе источника УЭ, инициирующих развитие ЛРУЭ, основываясь на числе УЭ в источнике N_{re}^0 , полученном для числа длин уси-

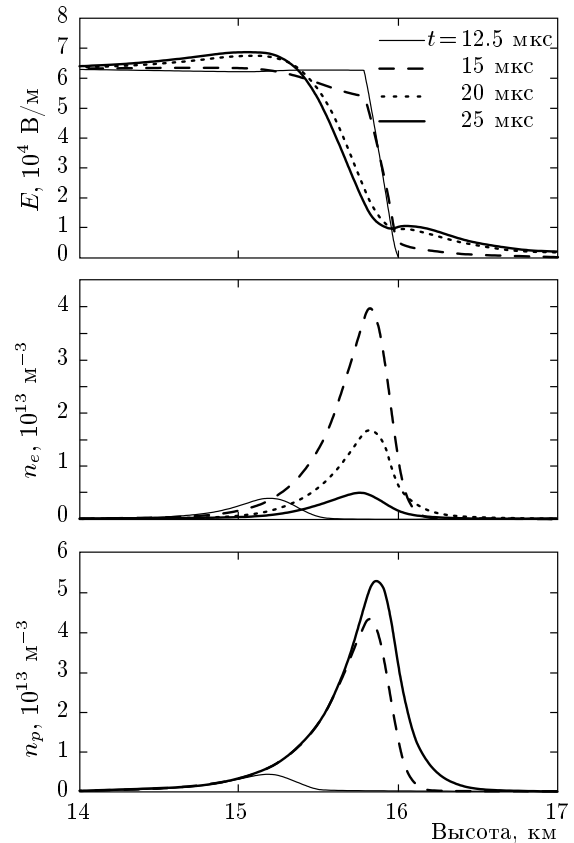


Рис. 4. Распределение по высоте напряженности самосогласованного электрического поля E , концентрации электронов n_e и положительных ионов n_p на оси симметрии разряда в различные моменты времени. $\delta_{ext} = 2$, $\zeta_{ext} = 11$, $z_t = 16$ км. Типы линий показаны на верхнем рисунке

ления лавины $\zeta_{ext} = 11$, предельным по обратной релятивистской связи [33, 34]. В этом случае, чтобы получить наблюдаемую амплитуду ЭМИ, требуется $N_{re}^0 = 5 \cdot 10^{11}$ (см. таблицу). Нами численно моделировался [35] наземный эксперимент по регистрации рентгеновского излучения лидера молнии [36]. Для согласия с данными измерений число УЭ, генерируемых одной ступенью лидера, в различных редакциях эксперимента и моделирования должно находиться в интервале $4(10^9-10^{11})$, что близко к $N_{re}^0 = 5 \cdot 10^{11}$. Следовательно, лидер может быть источником релятивистских лавин, отвечающих за развитие CID и в конечном итоге за NBP. Однако, действительно ли связаны события NBP с разрядами молнии, остается неясным, поскольку 24 % NBP регистрировались до, во время или сразу после разрядов молнии на землю или «нормальной» внутриоблачной молнии в пределах от 100 мс до NBP и 500 мс после, 73 % NBP были изолированными [11].

Таблица. Рассчитанные параметры ЭМИ в точке наблюдения на поверхности Земли ($z_{ob} = 0$, $\rho_{ob} = 100$ км) и число затравочных УЭ N_{re}^0

| δ_{ext} | z_t , км | ζ_{ext} | N_{re}^0 | E_z^{max} , В/м | $ E_z^{min} $, В/м | $\Delta t_{0.1}^{max}$, мкс | $\Delta t_{0.1}^{min}$, мкс |
|----------------|------------|---------------|-------------------|-------------------|---------------------|------------------------------|------------------------------|
| 2 | 8 | 11 | $5 \cdot 10^{11}$ | 21.1 | 19.1 | 1.8 | 1.9 |
| 2 | 8 | 15 | $7.5 \cdot 10^9$ | 20.1 | 17.9 | 1.8 | 2.0 |
| 2 | 8 | 20 | $5 \cdot 10^7$ | 15.0 | 13.1 | 1.8 | 2.0 |
| 3 | 8 | 11 | $5 \cdot 10^{11}$ | 45.0 | 30.0 | 1.1 | 1.6 |
| 3 | 8 | 15 | $7.5 \cdot 10^9$ | 54.8 | 35.2 | 1.1 | 1.6 |
| 3 | 8 | 20 | $5 \cdot 10^7$ | 43.5 | 29.0 | 1.1 | 1.6 |
| 2 | 16 | 11 | $5 \cdot 10^{11}$ | 12.2 | 5.4 | 5.0 | 12.7 |
| 2 | 16 | 15 | $7.5 \cdot 10^9$ | 7.7 | 3.1 | 4.8 | 13.8 |
| 2 | 16 | 20 | $5 \cdot 10^7$ | 9.7 | 3.9 | 4.6 | 13.6 |
| 3 | 16 | 11 | $5 \cdot 10^{11}$ | 21.3 | 7.1 | 3.0 | 10.2 |
| 3 | 16 | 15 | $7.5 \cdot 10^9$ | 23.3 | 8.0 | 3.0 | 10.2 |
| 3 | 16 | 20 | $5 \cdot 10^7$ | 20.2 | 6.9 | 3.1 | 10.4 |

Примечание. Сравнивать со средними измеренными значениями $E_z^{max} = 20$ В/м, $\Delta t_{0.1}^{max} + \Delta t_{0.1}^{min} = 23$ мкс, $\Delta t_{0.1}^{max} = 5.6$ мкс, $|E_z^{max}/E_z^{min}| = 5.7$ [11].

Оценим возможность того, что источником необходимого числа «затравочных» УЭ может являться ШАЛ. Согласно расчетам ШАЛ [37], космическая частица с энергией 10^{16} эВ при прохождении через атмосферу в грозном поле с $\delta_{ext} = 2$ может создать в максимуме распределения по высоте 10^5 УЭ/м. Следовательно, частица с энергией порядка 10^{19} эВ может создать 10^8 УЭ/м. Такая частица, движущаяся в поле с $\delta_{ext} = 2$ вертикально вниз, на высотах приблизительно 16 км на одной длине усиления ЛРУЭ $l_{re} \approx 250$ м (согласно данным работы [38] для характерного времени усиления ЛРУЭ при 1 атм) создаст $2.5 \cdot 10^{10}$ электронов, что на порядок меньше числа УЭ $5 \cdot 10^{11}$, необходимого для получения амплитуды ЭМИ, равной амплитуде NBP. Кроме того, максимум плотности затравочных УЭ, порождаемых частицей с энергией 10^{16} эВ, двигающейся по вертикали, достигается на высоте 4 км [37], т. е. ниже 16 км. В случае частицы с энергией 10^{19} эВ максимум, скорее всего, должен находиться ниже уровня Земли. В случае, когда первичная космическая частица движется горизонтально, чтобы создать $5 \cdot 10^{11}$ «затравочных» УЭ, ШАЛ должен в грозном поле пройти путь $l \sim 5 \cdot 10^{11}/10^8 \text{ м}^{-1} = 5$ км.

Поток космических частиц с энергией, превышающей 10^{19} эВ, на границе атмосферы примерно равен $\Phi \approx 4 \cdot 10^{-13} (\text{м}^2 \cdot \text{с})^{-1}$ [39]; следовательно, чтобы хотя бы одна частица с энергией 10^{19} эВ и более пересекла облако радиусом $R_{cl} \sim l/2 = 2.5$ км необходимо время $(\Phi \cdot \pi R_{cl}^2)^{-1} \sim 10^5$ с, т. е. более суток. Очевидно, что время существования грозного поля существенно меньше. Таким образом, участие космических частиц высоких энергий в генерации NBP маловероятно.

5. О ВОЗМОЖНОСТИ ЕДИНОГО ИСТОЧНИКА NBP И TGF

Обсуждается возможная связь CID с γ -вспышками земного происхождения (terrestrial γ -ray flashes — TGF) [40–44]. В доступной литературе отсутствуют сообщения о наблюдении корреляции между NBP и TGF. Согласно результатам наших расчетов для $\zeta_{ext} = 11$, разряд, генерирующий NBP, порождает УЭ в количествах $N_{re}^0 \exp \zeta_{ext} = 5 \cdot 10^{11} \exp 11 \approx 3 \cdot 10^{16}$, близких к оценкам числа УЭ в источнике TGF: 10^{17} УЭ для источника TGF на высоте 15 км и 10^{16} УЭ — на высоте 21 км [45].

В работе [11] отмечается, что в девяти случаях источники NBR, т.е. CID, находились на высотах более 20 км; следовательно, их γ -излучение могло быть зарегистрировано в ближнем космосе с борта спутников BATSE [40] и RHESSI [41].

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Развивая идею об участии ЛРУЭ в механизме слабо изученных компактных внутриоблачных разрядов CID [9, 14, 15], являющихся мощными генераторами природного широкополосного излучения ВЧ- и УВЧ-диапазонов (NBR), в приближении сплошной среды построена двумерная модель разряда в самосогласованном поле с учетом кинетики УЭ высоких энергий, электронов низких энергий, положительных и отрицательных ионов. Без конкретизации источника электронов, инициирующих ЛРУЭ, выполнено численное моделирование разряда для нескольких значений перенапряжения грозового поля δ_{ext} , длин усиления ЛРУЭ ζ_{ext} и высоты, на которой развивается разряд. Найдены числа затравочных электронов N_{re}^0 , при которых расчетные характеристики ЭМИ согласуются с измеренными усредненными параметрами NBR [11]: длительностью первого полцикла $\Delta t_{0,1}^{max} \approx 5.6$ мкс, полной длительностью NBR $\Delta t_{0,1}^{max} + \Delta t_{0,1}^{min} \approx 23$ мкс и модулем отношения максимума напряженности поля к минимуму $|E_z^{max}/E_z^{min}| = 5.7$. Так, для верхней границы $z_t = 16$ км области с полем, величины перенапряжения поля $\delta_{ext} = 2$ и числа длин усиления лавины в e раз $\zeta_{ext} = 11$ (ограничение по обратной релятивистской связи [33, 34]) вычисленные значения $\Delta t_{0,1}^{max} \approx 5$ мкс и $\Delta t_{0,1}^{max} + \Delta t_{0,1}^{min} \approx 18$ мкс близки к результатам измерений. Отношение $|E_z^{max}/E_z^{min}| \approx 2.3$ близко к данным работы [3], но почти в два с половиной раза меньше среднестатистического отношения, измеренного в работе [11], что, возможно, обусловлено отличием модельного поля (рис. 1) от реальной структуры поля грозового облака.

Вне рамок данной статьи остается проблема возможного участия кластерных ионов [46] в развитии разряда. Очевидна необходимость анализа с целью оценки их вклада, поскольку атмосфера Земли, особенно в грозовых условиях, отличается большим количеством плазмохимических процессов. Проведение такого анализа затрудняется недостатком и даже отсутствием информации не только о необходимых кинетических коэффициентах, но даже о типе

кластерных ионов, нарабатываемых в грозовых разрядах.

Остается открытым вопрос о природе источника электронов, инициирующих ЛРУЭ. В частности, идея об участии ШАЛ в инициировании ЛРУЭ [15, 16] вызывает сомнения, поскольку поток космических частиц с энергиями порядка 10^{19} эВ и более на Землю не настолько интенсивен, чтобы за время жизни грозового облака создать число электронов высоких энергий, необходимое для инициирования ЛРУЭ, достаточно мощной для развития разряда, генерирующего ЭМИ с амплитудой, равной амплитуде NBR.

Требуются исследования, чтобы выяснить, существует ли связь между CID и разрядами обычной молнии и, если таковая обнаружится, определить ее механизм. Крайне интересно понять, не являются ли CID источниками импульсов γ -излучения TGF, электронов и позитронов земного происхождения, регистрируемыми в ближнем космосе. Из результатов наших расчетов следует, что если источником NBR действительно являются разряды, развивающиеся с участием ЛРУЭ, то по крайней мере часть NBR коррелирована с TGF.

Авторы глубоко благодарны Т. Ньюберту (T. Neubert) и Х. Халдоупису (C. Haldoupis), европейским коллабораторам в проекте МНТЦ № 3993-2010, в рамках которого выполнена данная работа, Н. Кросби (N. Crosby), А. ван Деурсену (A. van Deursen), С. Каммеру (S. Cummer), Р. А. Рюсселю-Дюпре (R. Roussel-Dupré), Д. Смитту (D. Smith), Т. Тории (T. Torii), Э. Вильямсу (E. Williams) за поддержку предложения по проекту, В. Ракову (V. Rakov) за полезные комментарии. Л. П. Бабиц и И. М. Куцык выражают глубокую благодарность Р. А. Рюсселю-Дюпре (R. A. Roussel-Dupré), Ю. М. Д. Цымбалисту (E. M. D. Symbalisty), А. В. Гуревичу, К. П. Зыбину за плодотворное сотрудничество по физике атмосферного электричества, результатом которого явилась данная работа.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. M. Le Vine, J. Geophys. Res. **85**(C7), 4091 (1980).
2. J. C. Willett, J. C. Bailey, and E. P. Krider, J. Geophys. Res. **94**(D13), 16255 (1989).
3. D. A. Smith, X. M. Shao, D. N. Holden et al., J. Geophys. Res. **104**, 4189 (1999).

4. W. Rison, R. J. Thomas, P. Krehbiel, T. Hamlin, and J. Harlin, *Geophys. Res. Lett.* **26**, 3573 (1999).
5. R. Thomas, P. Krehbiel, W. Rison, T. Hamlin, J. Harlin, and D. Shown, *Geophys. Res. Lett.* **28**, 143 (2001).
6. T. E. L. Light and A. R. Jacobson, *J. Geophys. Res.* **107**(D24), 4756, DOI:10.1029/2001JD001585 (2002).
7. A. R. Jacobson, *J. Geophys. Res.* **108**(D24), 4778, DOI:10.1029/2003JD003936 (2003).
8. T. Hamlin, R. C. Heavner, A. R. Jacobson, T. E. L. Light, and K. B. Eack, in *Lightning: Principles, Instruments and Applications*, ed. by H. D. Betz, U. Schumann, and P. Laroche, Springer, New York (2009), p. 287.
9. H. E. Tierney, R. A. Roussel-Dupré, E. M. D. Symbalisty, and W. H. Beasley, *J. Geophys. Res.* **110**, D12109, DOI:10.1029/2004JD005381 (2005).
10. D. M. Suszcynsky, and E. H. Lay, Abstract AE43B-0278, 2005 AGU Fall Meeting, San Francisco, Calif (2009).
11. A. Nag, V. A. Rakov, D. Tsalikis, and J. A. Cramer, *J. Geophys. Res.* **115**, D14115, DOI:10.1029/2009JD012957 (2010).
12. A. Nag and V. A. Rakov, *J. Geophys. Res.* **115**, D20102, DOI:10.1029/2010JD014235 (2010).
13. A. Nag and V. A. Rakov, *J. Geophys. Res.* **115**, D20103, DOI:10.1029/2010JD014237 (2010).
14. A. V. Gurevich, Y. V. Medvedev, and K. P. Zybin, *Phys. Lett. A* **329**, 348 (2004).
15. A. V. Gurevich and K. P. Zybin, *Phys. Lett. A* **329**, 341 (2004).
16. A. V. Gurevich, G. M. Milikh, and R. A. Roussel-Dupré, *Phys. Lett. A* **165**, 463 (1992).
17. J. R. Dwyer, *J. Geophys. Res.* **113**, D10103, DOI: 10.1029/2007JD009248 (2008).
18. S. Celestin and V. P. Pasko, *J. Geophys. Res.* **116**, A03315, DOI:10.1029/2010JA016260 (2011).
19. L. M. Coleman and J. R. Dwyer, *Geophys. Res. Lett.* **33**, L11810, DOI:10.1029/2006GL025863 (2006).
20. И. М. Куцык, Л. П. Бабиц, Е. Н. Донской, Е. И. Бочков, *Письма в ЖЭТФ* **95**, 712 (2012) [I. M. Kutsyk, L. P. Babich, E. N. Donskoi, and E. I. Bochkov, *JETP Lett.* **95**, 631 (2012)].
21. L. P. Babich, E. I. Bochkov, J. R. Dwyer, and I. M. Kutsyk, *J. Geophys. Res.* **117**, A9, DOI:10.1029/2012JA017799 (2012).
22. J. R. Dwyer, *Geophys. Res. Lett.* **32**, L20808, DOI:10.1029/2005GL023975 (2005).
23. Л. П. Бабиц, Е. И. Бочков, И. М. Куцык, *ЖЭТФ* **139**, 1028 (2011).
24. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, Наука, Москва (1992).
25. А. И. Голубев, А. В. Ивановский, А. А. Соловьев, В. А. Терехин, И. Т. Шморин, в сб. *Вопросы атомной науки и техники*, сер. Теор. и прикладн. физ. (1985), вып. 2, с. 17.
26. Н. Л. Александров, Ф. И. Высикайло, Р. Ш. Исламов, И. В. Кочетов, А. П. Напартович, В. Г. Певгов, *ТВТ* **19**, 485 (1981).
27. Н. Л. Александров, А. Э. Базелян, Э. М. Базелян, И. В. Кочетов, *Физика плазмы* **21**, 60 (1995).
28. R. Morrow and J. J. Lowke, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **30**, 614 (1997).
29. I. A. Kossyi, F. Yu. Kostinsky, A. A. Matveyev, and V. P. Silakov, *Plasma Sources Sci. Technol.* **1**, 207 (1992).
30. D. A. Smith, K. B. Eack, J. Harlin et al., *J. Geophys. Res.* **107**(D13), 4183, DOI:10.1029/2001JD000502 (2002).
31. T. C. Marshall, W. Rison, W. D. Rust, M. Stolzenburg, J. C. Willet, and W. P. Winn, *J. Geophys. Res.* **100**, 815 (1995).
32. T. C. Marshall, M. Stolzenburg, C. R. Maggio et al., *Geophys. Res. Lett.* **32**, L03813, DOI:10.1029/2004GL021802 (2005).
33. J. R. Dwyer, *Geophys. Res. Lett.* **30**, 2055, DOI: 10.1029/2003GL017781 (2003).
34. L. P. Babich, E. N. Donskoy, I. M. Kutsyk, and R. A. Roussel-Dupré, *Geophys. Res. Lett.* **32**, 1 (2005).
35. L. P. Babich, E. N. Donskoy, J. R. Dwyer, and I. M. Kutsyk, *J. Geophys. Res.* (2013). DOI:10.1002/JGRA.50236.
36. J. R. Dwyer, H. K. Rassoul, M. Al-Dayeh et al., *Geophys. Res. Lett.* **32**, L01803, DOI:10.1029/2004GL021782 (2005).
37. Л. П. Бабиц, Е. И. Бочков, И. М. Куцык, *Геомагнетизм и аэронавигация* **47**, 709 (2007).
38. Л. П. Бабиц, Е. Н. Донской, Р. И. Илькаев, И. М. Куцык, Р. А. Рюссель-Дюпре, *Физика плазмы* **30**, 666 (2004).

39. V. S. Berezinskii et al., *Astrophysics of Cosmic Rays*, Elsevier, New York (1990).
40. G. J. Fishman, P. N. Bhat, R. Mallozzi et al., *Science* **264**, 1313 (1994).
41. D. M. Smith, L. I. Lopez, R. P. Lin, and C. P. Barrington-Leigh, *Science* **307**, 1085 (2005).
42. M. S. Briggs, G. J. Fishman, V. Connaughton et al., *J. Geophys. Res.* **115**, A07323, DOI:10.1029/2009JA015242 (2010).
43. M. S. Briggs, V. Connaughton, C. Wilson-Hodge et al., *Geophys. Res. Lett.* **38**, L02808, DOI:10.1029/2010GL046259 (2011).
44. V. Connaughton, M. S. Briggs, R. H. Holzworth et al., *J. Geophys. Res.* **115**, A12307, DOI:10.1029/2010JA015681 (2011).
45. J. R. Dwyer and D. M. Smith, *Geophys. Res. Lett.* **32**, L22804, DOI:10.1029/2005GL023848 (2005).
46. Б. М. Смирнов, *Кластерные ионы*, Физич. энциклопедия, т. 2, Советская энциклопедия, Москва (1990).