

ГРОЗОВІ РОЗРЯДИ В АТМОСФЕРІ ЗЕМЛІ

Досліджується енергетика утворення грозової хмари та умови виникнення розряду. При аналізі механізмів утворення грозової хмари вказано на роль висхідних та конвективних процесів, ядер конденсації та високоенергетичних частинок. Розглянуто необхідні умови виникнення грозових розрядів при спостережуванні у хмарах напруженості електричного поля. Відмічено внесок в дане явище космічних променів високих енергій та пробую на втікаючих електронах. При цьому значну увагу приділено визначенню необхідних умов для виникнення даного пробую, зокрема розмірів грозових хмар та енергетики «затравочних» швидких електронів, значення яких для блискавок хмара — земля повинно перевищувати 10^{14} eV, а для появи міжхмарних блискавок — понад 10^{12} eV. Проаналізовано значення зміни струму при пробой для двох «інженерних» моделей — модель Чо — Райкфорта та модель Стекольникова. Отримано, що модель Чо — Райкфорта можна використовувати для опису характеристик пробую при висотних грозових розрядах, а модель Стекольникова добре описує грозові розряди хмара — земля.

Ключові слова: грозові розряди в атмосфері Землі, утворення грозової хмари, умови виникнення пробую, космічні промені високих енергій, висотні грозові розряди.

ВСТУП

Грозава хмара — локалізована область з різко вираженою конвективною та електричною активністю, вершина якої на середніх широтах лежить на висотах 8—12 км. Всі грозові хмари послідовно проходять стадії зародження, зрілості і розпаду. Стадія зародження характеризується наявністю досить потужних висхідних потоків теплого вологого повітря і появою перших блискавок. У стадії розвитку посилюються електрична активність, висхідні потоки і вологовміст хмари, а у стадії розпаду спостерігається згасання висхідних рухів повітря, зменшення електричної активності і випадання опадів [4, 6, 20].

Незважаючи на те, що вивчення теорії грозових розрядів бере початок з XVII-го століття, а спостереження за грозовими розрядами провадяться різними методами (фотографічними,

електромагнітними, акустичними та ін.) та в усіх частотних діапазонах електромагнітних хвиль [20], досі головним недоліком усіх відомих розглядів є питання джерела енергії, яке могло б забезпечити розвиток грозової хмари та питання про утворення грозових розрядів (блискавки в хмарах з'являються при напруженості електричного поля не більше ніж 3 кВ/см, хоча пробивна напруга повітря на висотах утворення хмар складає 10—30 кВ/см) [7].

Ще більше питань виникає при аналізі висотних грозових розрядів, що простягаються від верхньої частини грозових хмар аж до висот 90—100 км і дають прямий доказ зв'язку нижніх шарів атмосфери з іоносферою [11, 19, 21].

Не менш важливим є усвідомлення ролі грозових розрядів як основних джерел електричного поля в тропосфері та стратосфері Землі [1].

Роботу присвячено аналізу проблемних тем фізики грозових розрядів.

ОСОБЛИВОСТІ УТВОРЕННЯ ГРОЗОВИХ ХМАР

На сьогодні відомо кілька механізмів утворення грозових хмар, проте питання про забезпечення енергетики даного процесу все ще залишається відкритим [3, 6]. У процесі розвитку хмари з приземного шару атмосфери на висоту кілька кілометрів за час менше години піднімається велика кількість води, до $(2...4) \cdot 10^5$ тонн. Відомі механізми не дають відповіді, звідки береться енергія для даного процесу.

Необхідними умовами для виникнення грозової хмари є наявність умов для розвитку конвекції або іншого механізму, який створює висхідні потоки, запасу вологи, достатньої для утворення опадів, і наявності структури, в якій відбувається розділення зарядів. Конвекція, що призводить до розвитку хмар, виникає у таких випадках: при нерівномірному нагріванні приземного шару повітря над різною поверхнею; при підйомі або витісненні теплого повітря холодним на атмосферних фронтах; при підйомі повітря в районах гірських масивів.

Грозові хмари з'являються в областях, де швидкість висхідних потоків теплого, вологого і іонізованого повітря досягає декількох метрів за секунду. При цьому для зародження хмари важливу роль відіграють аерозольні частинки (діапазон від $5 \cdot 10^{-7}$ до 10^{-5} см) — потенційні ядра конденсації водяної пари, та іонізація приземної атмосфери (над океанами іонізація відбувається за рахунок космічних променів, над континентами — за рахунок космічних променів та радіоактивних газів земної кори).

Важливим фактором є те, що вода — полярна рідина, і тому її коефіцієнт поверхневого натягу залежить як від величини, так і від знаку заряду ядра конденсації. Для негативно заряджених ядер значення цього коефіцієнта значно менше, ніж для позитивно заряджених. Тому ймовірність виникнення негативно заряджених зародків крапель у випадку невеликих перенасичень в атмосфері на порядки вища, ніж позитивно заряджених. У процесі конденсації краплі ростуть до розмірів 1—2 мкм. Надалі їхній ріст відбувається переважно за рахунок коагуляції. Під дією сил тяжіння рух крапель вгору сильно сповіль-

нюється. У свою чергу, на позитивно заряджених ядрах процес конденсації вологи уповільнений (для цього потрібні значно більші перенасичення пари, які спостерігаються на значно більших висотах), і ці ядра разом з висхідним потоком повітря продовжують рух вгору. В результаті у хмарі відбувається макромасштабне просторове розділення зарядів з утворенням негативного об'ємного заряду внизу і позитивного — нагорі. Сам процес конденсації пари на ядрах відбувається без будь-яких втрат енергії. Навпаки, у процесі конденсації пари в атмосфері виділяється енергія — *прихована теплота*. Дана теплота, у свою чергу, сприяє посиленню висхідних потоків повітря і процесу поділу різномісних зарядів, що зароджується в хмарі. Через поділ і зростання об'ємних зарядів у хмарі збільшується напруженість електричного поля, що сприяє посиленню процесу коагуляції крапель і тим самим підсилює процес розділення зарядів. Як тільки у хмарі напруженість досягає значень 2—3 кВ/см, у ній з'являються блискавки [7].

ЕЛЕКТРИЧНІ РОЗРЯДИ У ГРОЗОВИХ ХМАРАХ: УМОВИ ВИНИКНЕННЯ ПРОБООЮ ТА РОЛЬ КОСМІЧНИХ ПРОМЕНІВ

Оскільки розряди у хмарах виникають при напруженостях менших, ніж напруга пробою повітря на висотах утворення хмар, то для пояснення утворення грозових розрядів у атмосфері Землі на сьогоднішній день намагаються залучити явище пробою на «втікаючих» електронах (ПВЕ) та наявність космічних променів надвисоких енергій. Вперше на ймовірність уткання швидких електронів у атмосфері під впливом грозових полів вказав Вільсон [22]. Теоретично ж явище ПВЕ було вперше описано в роботі А. В. Гуревича та ін. в 1992 р. [14]. В його основі лежать особливості взаємодії швидких частинок з речовиною. Сила гальмування енергетичної частинки в речовині визначається іонізаційними втратами, які описуються формулами Бете [10]. Для нерелятивістського випадку значення сили гальмування має вигляд

$$F = \frac{2\pi e^4 Z N_m \ln \frac{\varepsilon}{J_z}}{\varepsilon},$$

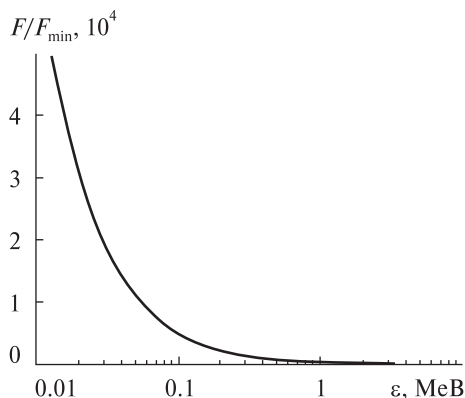


Рис. 1. Залежність гальмівної сили від енергії електрона

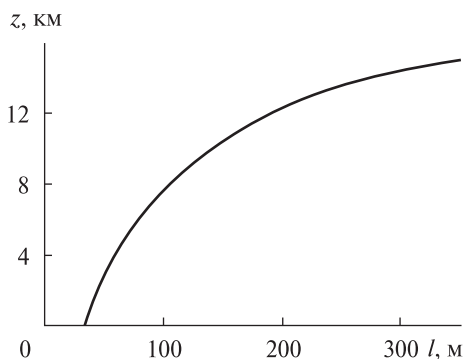


Рис. 2. Залежність характерної довжини експоненціального росту лавини електронів від висоти

де ϵ — енергія частинки, N_m — концентрація молекул, Z — середнє число електронів у молекулі, J_z — енергія $Z\epsilon_i$, ϵ_i — енергія іонізації. Можна відмітити, що гальмівна сила зменшується зі зростанням енергії електрона і досягає мінімального значення

$$F_{\min} \approx \frac{138e^4 Z N_m}{mc^2}$$

при $\epsilon = 1.4$ МеВ.

Залежність гальмівної сили від енергії електрона подана на рис. 1.

Рух електрона у напрямку постійного електричного поля описується рівнянням

$$m \frac{dv}{dt} = eE - F.$$

Дане рівняння можна переписати через кінетичну енергію електрона і таким чином оцінити

зміну його енергії:

$$\frac{d\epsilon}{dt} = e\sqrt{\frac{2\epsilon}{m}} \left\{ E - \frac{F}{e} \right\}.$$

При $E > F/e$ електрони прискорюються, а при $E < F/e$ — сповільнюються.

Таким чином, при наявності в середовищі постійного поля з напруженістю

$$E > E_c = \frac{F_{\min}}{e} \approx \frac{138e^3 Z N_m}{mc^2} \quad (1)$$

в області зменшення сили тертя можуть генеруватись «втікаючі» електрони. При цьому електрон з енергією $\epsilon > \epsilon_c \approx E_c mc^2 / 2E$ буде прискорюватись даним полем.

Для атмосфери Землі вираз для критичного поля буде залежати від висоти, тому формулу (1) можна подати у вигляді

$$E_c \approx 2.16 p \left[\frac{\text{кВ}}{\text{см}} \right] = 216 p_0 \exp\left(-\frac{z}{H}\right) \left[\frac{\text{кВ}}{\text{м}} \right], \quad (2)$$

де p — тиск повітря в атмосферах, p_0 — тиск на поверхні Землі, z — висота над рівнем моря, H — висота однорідної атмосфери.

Слід відмітити, що швидкі електрони в середовищі втрачають енергію переважно за рахунок іонізації молекул, внаслідок чого при іонізації з'являється новий електрон з енергією $\tilde{\epsilon}$. При $\tilde{\epsilon} \geq \epsilon_c$ всі нові електрони також стають «втікаючими». Вираз для характерної довжини l експоненціального наростання кількості «втікаючих» електронів задається співвідношенням [2]

$$l = \frac{(mc^2)^2 E_c}{2\pi N_m Z e^4 E}.$$

Для атмосфери Землі (повітря) отримаємо значення

$$l = 50 \cdot \left(\frac{2.7 \cdot 10^{19}}{N_m} \right) \frac{E_c}{E}.$$

Разом із «втікаючими» електронами за експоненціальним законом наростає й число повільних теплових електронів, яких зазвичай набагато більше, ніж «втікаючих». Це призводить до швидкого росту електропровідності середовища — до електричного пробоя.

Графік зміни із висотою характерної довжини експоненціального наростання кількості «втікаючих» електронів представлено на рис. 2.

Для побудови графіка використано значення концентрації молекул на різних висотах із стандартної моделі атмосфери (MSIS-90), дані отримано за вимірами ракетних зондів, значення напруженості ПВЕ для різних висот в атмосфері Землі розраховано за формулою (2). Як видно, в атмосфері біля поверхні Землі характерна довжина наростання лавини при ПВЕ складає декілька десятків метрів і з висотою вона ще більш зростає внаслідок зменшення концентрації.

Графік зміни залежності E_c/E з висотою подано на рис. 3. Можна відмітити поступове зростання відношення E/E_c до висот 15 км.

Звичайно основну роль відіграє можливість виникнення необхідного електричного поля, яка залежить від співвідношення генерації та релаксації.

Крім експоненціального зростання характерної довжини l із висотою, з висотою також зростає електропровідність середовища. Згідно із сучасними уявленнями електропровідність нижніх шарів атмосфери формується під впливом радіоактивного випромінювання поверхні Землі, радіоактивних домішок, що містяться у повітрі, космічного випромінювання. Із віддаленням від земної поверхні вона збільшується [1, 9]:

$$\sigma = \sigma_0 e^{\alpha(r-r_0)}, \quad (3)$$

де r_0 — радіус Землі, $1/\alpha = 6.4$ км, σ_0 — електропровідність на поверхні Землі.

В ряді випадків до висоти приблизно 40 км електропровідність (3) можна подати у вигляді

$$\sigma = \begin{cases} \sigma_0 \exp\left(\frac{r-r_0}{0.82}\right), & 0 < r-r_0 < 3.6 \text{ км}, \\ \sigma_1 \exp\left(\frac{r-r_0}{4.1}\right), & 3.6 < r-r_0 < 17.7 \text{ км}, \\ \sigma_2 \exp\left(\frac{r-r_0}{7.0}\right), & 17.7 < r-r_0 < 40.0 \text{ км}, \end{cases}$$

де $\sigma_1 = \sigma(3.6)$, $\sigma_2 = \sigma(17.7)$.

Графік залежності електропровідності атмосфери представлено на рис. 4.

Час релаксації електричного поля τ_E з висотою зменшується, оскільки він визначається провідністю повітря:

$$\tau_E = (4\pi\sigma)^{-1}.$$

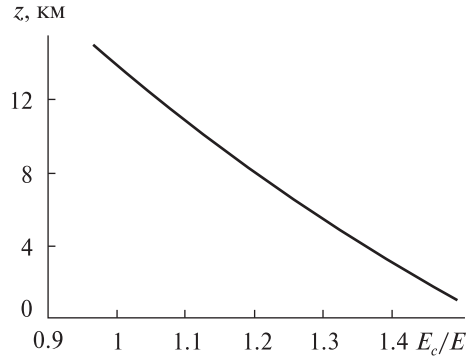


Рис. 3. Залежність E_c/E від висоти в атмосфері Землі

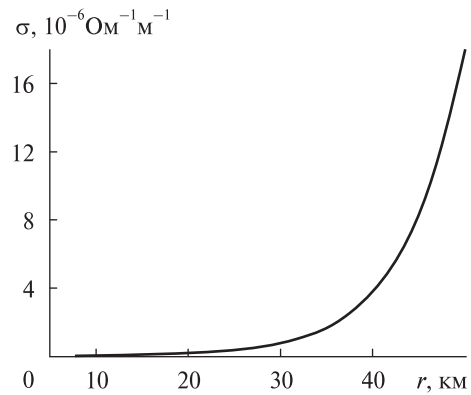


Рис. 4. Залежність електропровідності атмосфери від висоти

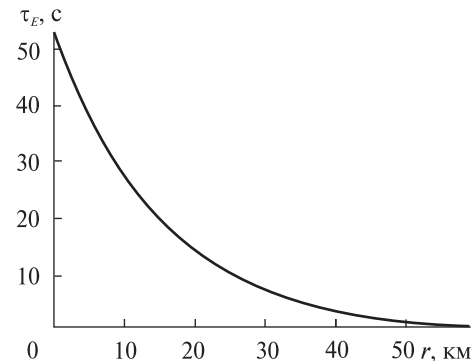


Рис. 5. Зміна часу релаксації електричного поля з висотою

Незважаючи на те що електропровідність повітря буде визначатися в основному іонізацією за рахунок космічних променів, провідність у хмарі може знижуватись внаслідок прилипання електронів до крапельок води і аерозолів. Висотний розподіл часу релаксації електричного поля представлено на рис. 5.

Таким чином, в умовах ПВЕ за декілька десятків секунд концентрація іонів збільшується на півтора-два порядки, а у деякій локалізованій області хмари — може навіть й більше. Виникає шар аномально високої провідності, що, звичайно, відіграє визначальну роль в електродинамічних процесах всередині хмари. Такі умови сприяють швидкому переносу заряду, який ми можемо спостерігати на практиці.

Розрізняють два механізми генерації електричного поля:

1. Звичайне плавне наростання електричного поля всередині і на границях хмар за рахунок дії вітрів, сили тяжіння і захоплення заряджених частинок крапельками води, частинками льоду, аерозолями. Характерний час такого процесу порядку 1—10 хв [15].

2. Генерація поля, пов'язана з різкою зміною заряду у хмарі внаслідок потужного електричного розряду. Характерний час цього процесу — мілісекунди [9, 16].

Порівнюючи характерні часи цих процесів з часом релаксації, можемо зробити висновок, що тільки у другому випадку можливе значне перевищення поля E над E_c . При цьому в області великих висот 20—50 км внаслідок швидкої релаксації поля умови ПВЕ можуть виконуватися тільки протягом досить короткого часу (<10 с). У першому випадку, навпаки, можуть виникати поля, що тільки трішки перевищують E_c , але час життя такого поля може бути досить довгим — до декількох хвилин.

Ймовірніше за все, перший механізм генерації електричного поля має місце на висотах до 10 км, де ПВЕ відбувається у м'якій формі багатьох мікропробів, що сильно впливає на електродинаміку грозової хмари і створює умови для генерації блискавок. При другому механізмі генерації може виникати сильний ПВЕ, наявністю якого можна пояснити висотні грозові розряди між грозовими хмарами та іоносферою [9, 16].

Таким чином, для виникнення пробою на втікаючих електронах необхідне виконання таких умов:

1) напруженість поля E повинна бути більшою за критичне значення $E \geq E_c$;

2) просторовий розмір L , на якому виконується перша умова, повинен суттєво перевищувати довжину експоненційного росту лавини $L \geq l$;

3) наявність «затравочних» швидких електронів з енергією $\epsilon > \epsilon_c = \frac{E_c}{2E} mc^2$.

Такі «затравочні» електрони виникають за рахунок наявності космічних променів надвисоких енергій (більше 10^{14} eВ), які утворюють в атмосфері широку атмосферну зливу. Розряди проходять вздовж іонізованих слідів, які створюються вторинними частинками зливи. Середня густина потоку вторинних електронів на висоті 4—8 км досить велика ($\sim 10^3$ м⁻²с⁻¹). Широке розгалуження іонізаційних слідів також сприяє поєднанню об'ємних зарядів у хмарі. Кількість електрон-іонних пар, що народжуються у слідах однієї електронної зливи, порядку $10^{20} \dots 10^{21}$ пар іонів, а утворювані ними заряди протилежних знаків складають величину не менше $Q \approx 100$ Кл кожен [5]. Вторинні електрони космічних променів мають при цьому енергію до 30 МеВ і внаслідок розсіяння на ядрах рухаються у всіх можливих напрямках, залежно від знаку електричного поля, тобто пробій може розвиватися як вниз до Землі, так і догори, до іоносфери. Основну роль, як вказувалося вище, відіграє можливість народження необхідного електричного поля.

Характерна висота, де зароджуються блискавки хмара — земля (~ 5 км), відповідає характерній висоті максимумів числа частинок у зливах, утворених космічними променями з $\epsilon \geq 10^{15}$ eВ. Частинки цих злив досягають поверхні землі. Характерна висота внутрішньохмарових блискавок (10 км) відповідає висоті максимуму загального числа злив, утворених космічними частинками з енергіями $\epsilon \geq 10^{12}$ eВ.

Іншим важливим фактором є великі просторові масштаби грозових хмар, на яких задане електричне поле перевищує критичне. У грозових хмарах умова на масштаб зазвичай виконується досить добре. Характерні розміри хмар L перевищують масштаб експоненційного росту лавини l .

Таким чином, коли електричне поле E у грозовій хмарі досягає E_c , процес ПВЕ може розвиватися.

МОДЕЛІ ОПИСУ ЕФЕКТИВНИХ ПАРАМЕТРІВ ПРОБЮЮ

Блискавка, як і в лабораторних умовах, починається лідером (термоіонізований канал із високою провідністю) і завершується зворотним (головним) розрядом. Швидкість опускання лідера першого одиничного розряду дорівнює приблизно 1500 км/с, швидкості наступних розрядів досягають значень 1/2 швидкості світла.

Основною кількісною характеристикою блискавки є струм, який характеризується максимальним значенням, середньою крутизною фронту і тривалістю імпульсу, що дорівнює часу зменшення струму до половини максимального значення.

Тривалість імпульсу струму блискавки в основному визначається часом поширення зворотного розряду від землі до хмари, тому змінюється у відносно вузьких межах від 20 до 80–100 мкс. Середня тривалість імпульсу струму блискавки близька до 50 мкс. Параметрами, найбільш важливими з точки зору оцінок грозової активності, є [7, 18]:

- величина заряду, що переноситься блискавкою (0.1–10 Кл);
- струм у каналі блискавки (від декількох до сотень кілоампер);
- число повторних ударів по одному каналу;
- інтенсивність грозової діяльності;

Всі ці параметри визначаються не однозначно і носять імовірнісний характер.

Для опису ефективних параметрів блискавки використовують підхід «інженерної моделі» [12, 17]. Він дозволяє визначити характеристики пробую, не акцентуючи увагу на фізичному описі процесів. При цьому струм у основі пробую задається співвідношенням

$$I(t) = \sum_k I_k \exp\left(-\frac{t}{t_k}\right), t \geq 0, \quad (4)$$

де I_k і t_k — амплітуди і характерні часи доданків, пробій починається у момент часу $t = 0$.

Зазвичай максимум струму пробую досягається в інтервалі від 5 до 10 мкс від його початку [12]. Досягнувши максимального значення, струм спадає з часом. Відмінності різних «інженерних моделей» полягають у кількості членів суми (4), вибраних значеннях амплітуд та характерних часів.

Для розгляду зміни струму при пробію розглянемо дві моделі: модель Чо — Райкрофта, що дозволяє описати характеристики пробую при висотних грозових розрядах, та модель Стекольникової, яка добре описує спостережувані грозові розряди між хмарою і землею.

Модель Чо — Райкрофта. Ця модель була запропонована в роботі [13] для опису так званих «червоних спрайтів» — оптичне світіння з волокнистою структурою, що виникає у середній атмосфері над грозовою хмарою. У рамках даної моделі для пояснення імпульсного оптичного світіння зміна струму задається співвідношенням [13]

$$I(t) = \frac{Qt}{12\tau^2} \exp\left(-\sqrt{\frac{t}{\tau}}\right),$$

де Q — величина заряду, що переноситься блискавкою, τ — час розрядки.

Дана формула дозволяє описати «додатні» пробію (звичайна блискавка являє собою «негативний» пробій, коли з хмари на землю перетікає негативний електричний заряд). Нормувальний множник 12 у знаменнику визначається з граничних умов і забезпечує отримання повного заряду Q при інтегруванні струму по часу. Характер змін струму залежить від параметрів Q і τ , а максимум досягається у момент часу $t = 4\tau$.

Розрахована у роботі зміна струму показана на рис. 6 та 7. При цьому на рис. 6 приведено залежність струму при різних часах розрядки $\tau = 15, 25$ та 35 мкс, а на рис. 7 — зміни струму з часом у залежності від величини заряду в каналі блискавки. Серед результатів можна відмітити, що у моделі Чо — Райкрофта максимальне значення струму досягається через 100 мкс, що значно пізніше, ніж у класичних моделях (5–10 мкс), а величина заряду, що переноситься на Землю, істотно вища (максимальний струм при $Q = 200$ Кл перевищує 360 кА). Отримані результати добре узгоджуються зі спостережними значеннями спрайтів, що є проявами висотних розрядів у атмосфері Землі [19].

Модель Стекольникової. У моделі Стекольникової грозовий пробій починається ступінчастим лідером, який формує плазмовий канал, що переносить заряд із хмари до землі.

Перша відмінність моделі Стекольникової від звичайної «інженерної моделі» у тому, що почат-

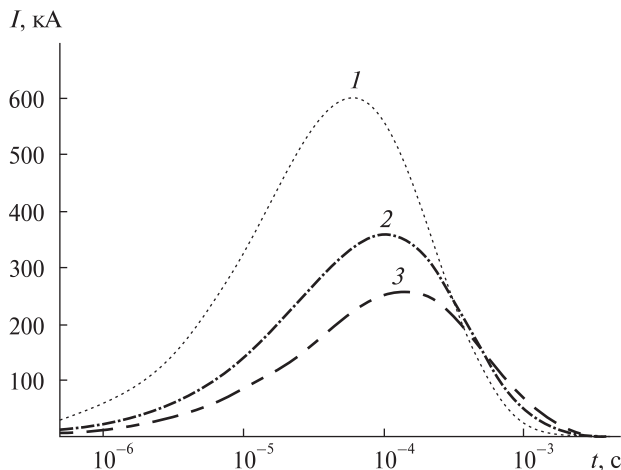


Рис. 6. Зміни струму в основі пробою з часом для моделі Чо — Райкрофта ($1 - \tau = 15$ мкс, $2 - \tau = 25$ мкс, $3 - \tau = 35$ мкс)

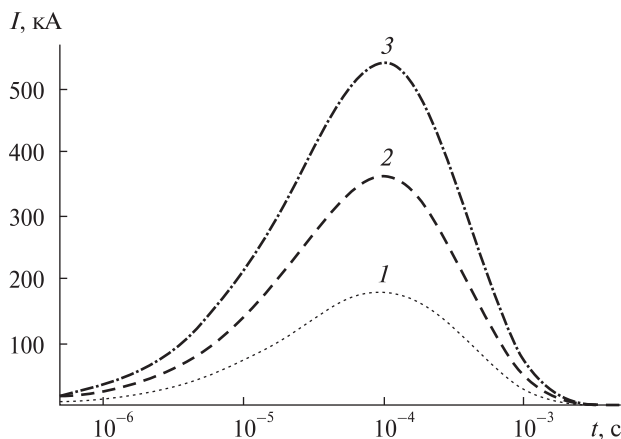


Рис. 7. Зміни струму в основі пробою з часом для моделі Чо — Райкрофта при різних значеннях величини заряду в каналі блискавки ($1 - Q = 100$ Кл, $2 - Q = 200$ Кл, $3 - Q = 300$ Кл)

кова швидкість хвилі струму суттєво менша [8]. Друга відмінність полягає у тому, що струм визначається вихідним розподілом заряду по каналу лідера і швидкістю руху «хвилі» струму:

$$I(x) = Q(x)V(x),$$

де $I(x)$ — струм розряду як функція координати x , яка вимірюється від поверхні Землі, $V(x)$ — швидкість руху фронту «хвилі» струму, $Q(x)$ — густина заряду, накопиченого в лідері і розподіленого по каналу пробою експоненціально: $Q(x) = Q_0 \exp(-ax)$. При цьому Q_0 — початкова

густина заряду (біля земної поверхні), а константа a — висотний масштаб. Швидкість $V(x)$ наростає з висотою до швидкості хвилі струму головного пробою за законом [17]:

$$V(x) = V_k (\eta - \exp(-bx)),$$

де V_k — кінцеве значення швидкості, а параметр η визначає початкову швидкість, що дорівнює 1 % від її кінцевого значення, тому $\eta = 1.01$. У роботах [8, 17] збільшення швидкості руху по каналу пробою пояснюють збільшенням різниці потенціалів між зарядженою хмарою і нульовим потенціалом Землі. Залежність струму пробою від координати фронту «хвилі» у рамках моделі Стекольникова задається співвідношенням [8]

$$I(x) = Q_0 V_k \exp(-ax) (\eta \exp(-ax) - \exp(-(a+b)x)).$$

При цьому відстань x , яку пройшла хвиля струму, залежить від часу:

$$x = \frac{1}{b} \ln \left(\frac{1}{\eta} (\exp(V_k b t) (\eta - 1) + 1) \right).$$

Для чисельного моделювання зміни струму з часом у моделі Стекольникова було використано такі значення параметрів: $V_k = 10^7$ м/с, $a = 0.003$ м⁻¹ і $b = 0.03$ м⁻¹ [17].

Залежність струму в основі пробою в залежності від початкової густини заряду Q_0 , розраховану по моделі Стекольникова, подано на рис. 8. Слід відмітити, що лише незначна зміна початкової густини зарядів біля земної поверхні призводить до стрибка максимального струму майже на порядок величини. Блискавка у моделі Стекольникова переносить на землю невеликий заряд:

$$Q_\infty = \int_0^\infty Q_0 \exp(-ax) dx = \frac{Q_0}{a} = 1 \text{ Кл.}$$

Це значно менше, ніж у моделі Чо — Райкрофта (200 Кл). Максимальний струм у моделі Стекольникова (20 кА) досягається через 23 мкс після початку пробою. Це значення є близьким до верхньої межі значень, отриманих у результаті спостережень [7, 18], але суттєво менша, ніж для опису висотних грозових розрядів [16, 19].

ВИСНОВКИ

1. Для формування грозових хмар необхідна іонізація приземного шару атмосфери та висхідні потоки теплого та вологого повітря з наявністю ядер конденсації.

2. В основу механізму формування грозових хмар покладено два основних положення:

- конденсація вологи на негативно заряджених ядрах починається при менших перенасиченнях пари, ніж на позитивно заряджених. Ця обставина пояснює наявність різнойменних зарядів у хмарі та їхній макромасштабний розподіл;

- у процесі конденсації пари в атмосферу виділяється енергія — прихована теплота.

3. Аналіз умов виникнення пробую у грозових хмарах показав, що:

- безпосередньо до зриву квазістаціонарного стану, визначеного дією електричного та гравітаційного полів, причетні спільні дії ПВЕ та високоенергетичних космічних частинок надвисоких енергій, які утворюють в атмосфері широкі атмосферні зливи;

- основну роль відіграє можливість виникнення електричного поля, більшого за критичне значення (значення суттєво змінюються з висотою за рахунок електропровідності атмосфери);

- блискавки проходять по іонізованих слідах космічних променів. Вони з'являються при напруженості електричного поля у хмарі приблизно 3 кВ/см, що на порядок нижче за напругу пробую повітря при нормальних умовах, мають ступінчасту (або зигзагоподібну) форму;

- характерна висота, де зароджуються блискавки «хмара — земля» (~5 км), відповідає характерній висоті максимумів кількості частинок у зливах, утворені космічними променями з $\varepsilon > 10^{15}$ еВ (частинки цих злив досягають поверхні землі). Характерна висота внутрішньохмарових блискавок (~10 км) відповідає висоті максимуму загального числа злив, утворених космічними частинками з $\varepsilon > 10^{12}$ еВ;

- просторові розміри хмар повинні перевищувати масштаб експоненційного росту лавини електронів при ПВЕ.

4. Аналіз «інженерних» моделей блискавок показав, що:

- в моделі Чо — Райкрофта максимальне значення струму досягається через 100 мкс, а величина заряду суттєво вища за 1 Кл (100—200 Кл). Таким чином, дана модель добре описує спостережні прояви від висотних грозових розрядів;

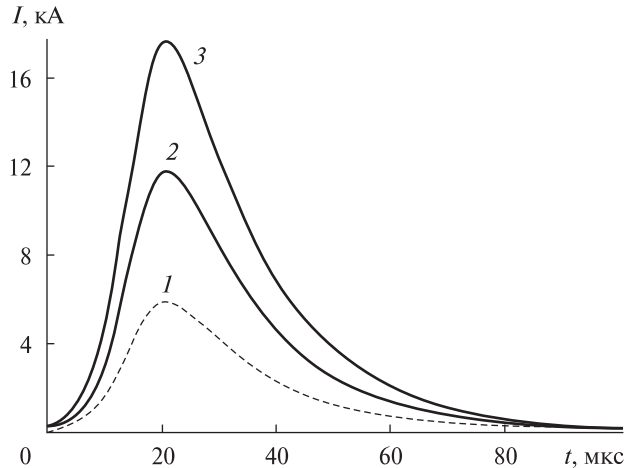


Рис. 8. Зміни струму в основі пробую з часом для моделі Стекольниковога при різних значеннях початкової густини заряду біля земної поверхні (1 — $Q_0 = 1$ мКл, 2 — $Q_0 = 2$ мКл, 3 — $Q_0 = 3$ мКл)

- в моделі Стекольниковога максимальне значення струму в каналі блискавки дуже сильно корелює зі значенням початкової густини заряду біля поверхні землі, а характерні струми і заряди відповідають спостережним значенням грозових розрядів хмара — земля.

1. *Атмосфера*. Справочник / Под ред. Ю. С. Седунова, С. И. Авдюшина, Е. П. Борисенкова и др. — Л.: Гидрометеиздат, 1991. — 510 с.
2. Гуревич А. В., Зыбин К. П. Пробой на убегающих электронах и электрические разряды во время грозы // *Успехи физ. наук*. — 2001. — **179**, № 11. — С. 1177—1199.
3. Марчук Г. И., Кондратьев К. Я., Козодеров В. В., Хворостьянов В. И. *Облака и климат*. — Л.: Гидрометеиздат, 1986. — 512 с.
4. Матвеев Л. Т. *Общая метеорология. Физика атмосферы*. — Л.: Гидрометеиздат, 1984. — 751 с.
5. Мурзин В. С. *Введение в физику космических лучей*. — М.: МГУ, 1988. — 319 с.
6. *Облака и облачная атмосфера*. Справочник / Под ред. И. П. Мазина, А. Х. Хргиана. — Л.: Гидрометеиздат, 1989. — 647 с.
7. Райзер Ю. П. *Физика газового разряда*. — М.: ИД Интеллект, 2009. — 736 с.
8. Стекольников И. С. *Физика молнии и грозозащита*. — М.: АН СССР, 1943. — 230 с.
9. Шуенко О. В., Козак Л. В., Івченко В. М. Швидкоплинні оптичні явища під час гроз та моделювання електричних полів у нижній атмосфері // *Космічна наука і технологія*. — 2010. — **16**, № 2. — С. 23—34.

10. *Bethe H.* Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie // *Ann. Phys.* — 1930. — **397**, N 3. — P. 325—400.
11. *Blanc E., Farges T., Roche R., Brebion D., Hua T., Labarthe A., Melnikov V.* Nadir observations of sprites from the International Space Station // *J. Geophys. Res.: Space Phys.* — 2004. — **109**, A02306. — doi:10.1029/2003JA009972.
12. *Bruce C. E. R., Golde R. H.* The lightning discharge // *J. Inst. Electr. Eng.* — 1941. — **88**. — P. 487—520.
13. *Cho M., Raycroft M. J.* Computer simulation of the electric field structure and optical emission from cloud top to the ionosphere // *J. Atmos. Solar Terr. Phys.* — 1998. — **60**. — P. 871—888.
14. *Gurevich A. V., Milikh G. A., Roussel-Dupre R.* Runaway electron mechanism of air breakdown and preconditioning during a thunderstorm // *Phys. Lett. A.* — 1992. — **165**, N 5—6. — P. 463—468.
15. *MacGorman D. R., Rust W. D.* The Electrical Nature of Storms. — New York: Oxford Univ. Press, 1998. — 600 p.
16. *Pasko V. P., Stanley M. A., Mathews J. D., et al.* Electrical discharge from a thunderstorm top to the lower ionosphere // *Nature.* — 2002. — **416**. — P. 152—154.
17. *Rakov V. A., Uman M.* Lightning physics and effects. — Cambridge UK: Univ. Press, 2003. — 687 p.
18. *Rakov V. A., Uman M. A., Rambo K. J.* A review of ten years of triggered-lightning experiments at Camp Blanding, Florida // *Atmos. Res.* — 2005. — **76**, N 1—4. — P. 504—518.
19. *Sprites, elves and intense lightning discharges* / Eds M. Füllekrug, E. A. Mareev, M. J. Rycroft // *Nato Sci. Ser. II.* — 2006. — **225**. — 398 p.
20. *Uman M. A.* The art and science of lightning protection. — Cambridge: Univ. Press, 2008. — 239 p.
21. *Wescott E. M., Sentman D. D., Stenbaek-Nielsen H. C., et al.* New evidence for the brightness and ionisation of blue starters and blue jets // *J. Geophys. Res.: Space Phys.* — 2001. — **106**, N A10. — P. 21549—P. 21554.
22. *Wilson C. T. R.* The electric field of a thundercloud and some of its effects // *Proc. Phys. Soc. London.* — 1925. — **37**. — P. 32D—P. 37D.

Стаття надійшла до редакції 23.10.14

І. В. Гала, Л. В. Козак

Киевский национальный университет
имени Тараса Шевченко

ГРОЗОВЫЕ РАЗРЯДЫ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Исследуется энергетика образования грозового облака и условия возникновения разряда. При анализе механизмов образования грозового облака указано на роль восходящих и конвективных процессов, ядер конденсации и высокоэнергетических частиц. Рассмотрены необхо-

димые условия возникновения грозовых разрядов при наблюдаемой в облаках напряженности электрического поля. Отмечена роль в данном явлении космических лучей высоких энергий и пробоя на убегающих электронах. При этом значительное внимание уделено определению необходимых условий для возникновения данного пробоя, включая размеры грозовых облаков и энергию «затравочных» быстрых электронов, значение которой для молний облако — земля должно превышать 10^{14} эВ, а для появления молний облако — облако — 10^{12} эВ. Проанализировано значение изменения тока при пробое для двух «инженерных» моделей — модель Чо — Райкфорта и модель Стекольникова. Получено, что модель Чо — Райкфорта можно использовать для описания характеристик пробоя при высотных грозовых разрядах, а модель Стекольникова хорошо описывает грозовые разряды облако — земля.

Ключевые слова: грозовые разряды в атмосфере Земли, образование грозового облака, условия возникновения пробоя, космические лучи высоких энергий, высотные грозовые разряды.

I. V. Gala, L. V. Kozak

Kyiv National Taras Shevchenko University

LIGHTNING IN THE EARTH'S ATMOSPHERE

The paper analyzes the problematic topics of lightning physics, i. e., the energy of storm cloud formation and conditions for the origin of discharge. In analyzing the mechanisms of formation of a storm cloud, we pointed to the specific role of ascending and convective processes, condensation nuclei, and high-energy particles in these processes. Conditions of appearance of lightning discharges in the clouds depending on the electric field intensity are considered. Cosmic rays of high energy and break-through on runaway electrons are shown to be of importance in this phenomenon. Considerable attention was given to the determination of the conditions necessary for the appearance of such a break-through, including storm cloud size and energy of inoculating fast electrons; the energy of such electrons has to exceed 10^{14} eV for cloud-ground lightnings and 10^{12} eV for cloud-cloud ones. In addition, the value of the current change in the break-through is analyzed for two “engineering” models, namely, model of Cho-Raycroft and model of Stekolnikov. We have found that the model of Cho-Raycroft can be used for describing the break-through characteristics in high-altitude lightning discharges, and the model of Stekolnikov describes well the cloud-to-ground lightning discharges.

Key words: lightning in the atmosphere, the formation of storm clouds, conditions of break-through, cosmic rays of high energy, high-altitude lightning.