

**НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ІНСТИТУТ ГЕОФІЗИКИ ІМ. С.І. СУББОТІНА**

БІЛИЙ ТАРАС АНАТОЛІЙОВИЧ

УДК 551.550.534+551.594+551.576

**ВПЛИВ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛІ
НА ЕЛЕКТРИЧНІ ТА МІКРОФІЗИЧНІ ПРОЦЕСИ
В АТМОСФЕРІ**

04.00.22 – геофізика

АВТОРЕФЕРАТ

дисертації на здобуття наукового ступеня
доктора фізико-математичних наук

Київ–2018

Дисертацією є рукопис.

Робота виконана в Інституті геофізики ім. С.І. Субботіна НАН України, Київ.

Офіційні опоненти: доктор фізико-математичних наук, професор,
Волощук Володимир Михайлович,
Український гідрометеорологічний інститут (Державна
служба України з надзвичайних ситуацій, НАН України),
м. Київ, головний науковий співробітник

доктор фізико-математичних наук, професор,
Стародуб Юрій Петрович,
Львівський державний університет безпеки
життєдіяльності МОН України, м. Львів,
завідувач кафедри цивільного захисту і комп'ютерного
моделювання екогеофізичних процесів

доктор фізико-математичних наук, професор,
Железняк Олег Олександрович,
Національний авіаційний університет, м. Київ,
завідувач кафедри аерокосмічної геодезії Національного
авіаційного університету

Захист відбудеться 27 вересня 2018 року о 13 годині на засіданні спеціалізованої вченої ради Д 26.200.01 при Інституті геофізики ім. С.І. Субботіна НАН України за адресою: 03680, м. Київ-142, пр-т Палладіна, 32.

З дисертацією можна ознайомитись в бібліотеці Інституту геофізики ім. С.І. Субботіна НАН України за адресою: 03680, м. Київ-142, пр-т Палладіна, 32 та на електронному ресурсі: <http://www.igph.kiev.ua>

Автореферат розіслано 06 липня 2018.

Вчений секретар
Спеціалізованої вченої ради Д.26.200.01
доктор геологічних наук



Т.К. Бурахович

ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Обґрунтування вибору теми дослідження. В останнє десятиріччя велика увага приділяється встановленню зв'язків між гетерогенними неоднорідностями літосфери та різного роду аномаліями, а саме, появою електричних неоднорідностей атмосфери і лінійних хмарних аномалій (ЛХА) над геологічними розломами [Морозова, 2005; Гохберг, Шалимов, 2008; Hayakawa, 2009; Дода и др., 2011]. Зв'язок морфологічної структури хмарності з тектонічними процесами був виявлений у дослідженнях Конрада Шлюмберже, у гірському масиві в Веврі та Ельзасі за даними роботи [Мушкетов, 1935, с. 866], однак, природа явища не обговорювалась. В останні роки морфологічні зміни хмарного покриву почали пов'язувати з короткостроковим підготовчим періодом землетрусу, під час якого змінюються геофізичні параметри середовища.

Візуалізацію ЛХА можна пов'язати з двома фізичними процесами у сейсмічно активних регіонах:

- різкими варіаціями локального електростатичного поля внаслідок тектонічних процесів [Смирнов, 2005];
- локальними змінами аномальних концентрацій літосферних газів у результаті високої проникності розломних зон [Адушкін, Спивак, 2014].

В обох випадках аномалії в геофізичних полях призводять до флуктуацій електричного поля як у приземному шарі атмосфери, так і в іоносфері.

Дана робота присвячена актуальній проблемі набуття на базі теоретичних і прикладних основ нових знань про розподіл електричного поля вільної атмосфери та його вплив на мікрофізичні процеси і стратифікацію в хмарах.

Стан електричного поля на різних висотах характеризується одночасною дією на провідність шарів атмосфери космічних, метеорологічних і геофізичних природних процесів. Незважаючи на деякий прогрес в експериментальних і теоретичних дослідженнях, наведений в оглядових роботах [Rakov, Uman, 2003; Leblanc et al., 2008], невеликий обсяг спостережень, їх розрізненість і несистематичність вимірювання вертикальної складової електричного поля не дозволяють будувати глобальні емпіричні чи напівемпіричні моделі.

Завдяки зростаючій кількості нових супутникових і приземних експериментальних даних вдалось отримати нові уявлення про грозову електрику, оптичні явища, розподіл електричних полів в атмосфері, частково їх систематизувати, а також розширити розуміння фізичних процесів (дивись роботи [Тимофеев, Шульгина, 2013; Мареев и др., 2016] та посилання). Невирішеним залишається питання побудови електричної моделі для тропосфери, де гідродинамічні процеси і турбулентність мають більш вагоме значення для формування грозових хмар та стратифікованих областей.

Мінливість тропосфери й нижньої стратосфери настільки велика, а картина взаємозв'язку різних параметрів настільки складна, що просте експериментальне «перебирання» всіх можливостей при сучасному рівні техніки в досяжному майбутньому просто неможливе. Тільки спільна комбінація довготривалих спостережень розподілу електричного поля вільної атмосфери з теорією

мікрофізики хмар, яка безперервно розвивається, дає можливість на якісно новому рівні вирішувати проблеми побудови сучасних моделей.

На наш час існує близько ста теорій грози і тимчасової залежності градієнта потенціалу. Незважаючи на те, що зараз є кілька десятків гіпотез формування різних типів низькочастотних коливань електромагнітного поля атмосфери в діапазоні від 10^{-3} до 10^3 Гц, чіткого розуміння їх природи поки не існує. Реальна структура поля набагато складніша, ніж це передбачалось Кельвіном і класичними теоріями, тому що існують зони з різко мінливими параметрами в залежності від висоти. Крім того, електричний стан атмосфери так само сильно мінливий, як і погода в звичайному її розумінні.

Тому побудова одновимірної (аналітичної) та тривимірної (чисельної) моделей, які описують термодинамічні, мікрофізичні та електричні характеристики хмар і вільної атмосфери, є важливим науково-прикладним завданням.

Мета і завдання дослідження відповідно до предмета та об'єкта дослідження. Метою роботи є вивчення впливу електричного поля атмосфери на мікрофізичні процеси в хмарах на основі одновимірних та тривимірних моделей, побудованих за експериментальними даними літакового й кулепілотного зондування міжнародного центру даних WADC, а також пояснення умов появи ЛХА, стратифікації хмарності, її розвиток та формування опадів і снігопадів над територією України, які призвели до надзвичайного стану.

Для досягнення цієї мети були вирішені такі задачі:

1. Збір, систематизація та цифрова обробка експериментальних даних: а) висоти утворення нижньої межі (н.м.) хмар [Материали ..., 1963;1964]; б) розподіл напруженості електричного поля на різних висотах [Материали ..., 1963;1964]; в) концентрації позитивних і негативних іонів що отримано при приземному спостереженні [Колоколов, 1977; Handbook ..., 1985; Bazilevskaya et. al., 2010].
2. Розрахувати термодинамічні оцінки та масштабованність загального стану електричних характеристик атмосфери. Отримати рівняння регресії між висотою нижньої межі хмар і градієнтом напруженості електричного поля і на його основі визначити коефіцієнти кореляції.
3. Дослідити вертикальну стратифікацію хмар і структуру електричного поля атмосфери в періоди активного і спокійного Сонця.
4. Побудувати одновимірну аналітичну модель середнього самоузгодженого електричного поля. Провести дослідження природи відповідності електростатичної та хмарної стратифікації, оцінити діелектричні константи електрон-іонної підсистеми атмосфери.
5. Перевизначення термодинамічних констант моделі середнього електричного поля з врахуванням діелектричної проникності.
6. Розробити та вдосконалити електричний блок тривимірної моделі фізики хмар для випадків катастрофічних опадів, пов'язаних з електричною коагуляцією; дослідити мікрофізичні та електричні процеси у хмарах.

Об'єктом дослідження є електричне поле хмар і вільної атмосфери, *предметом* – аналітичні та чисельні моделі фізики й електрики хмар.

Методи дослідження. Іонізація атмосфери від сонячної активності, сезонна мода стійкості градієнта напруженості електричного поля з висотою та зв'язок

нижньої межі хмар з електричним полем вивчались за допомогою методів статистичного аналізу. Для побудови одновимірної аналітичної моделі стратифікації хмар електричним полем атмосфери були використані методи фізико-математичного аналізу, на основі яких одержано аналоги рівняння Пуассона в залежності від визначення великого канонічного ансамблю. Для вирішення завдань оцінки впливу електричного поля на мікрофізичні процеси в конвективних хмарах і розробки електричного блоку тривимірної моделі фізики хмар для чисельного моделювання катастрофічних опадів, пов'язаних з електричною коагуляцією, були використані диференціальні та інтегральні обчислення, метод скінченних різниць та ітераційні методи сіткових рівнянь.

Запропоновані в роботі моделі розраховані за допомогою підходів, принципово відмінних від тих, що використовують у метеорології та інтерполяційно-емпірично описують розподіл електричного поля, а також від відповідних ним програмних засобів.

Достовірність та обґрунтованість наукових положень і висновків забезпечується чіткою фізичною постановкою задачі, дотриманням початкових та граничних умов, строгим виконанням всіх математичних перетворень під час отримання основних аналітичних співвідношень для хвильового електричного поля атмосфери; ретельним тестуванням створених моделей у пакеті Wolfram Mathematic, та Compaq Visual Fortran. Висока кореляція отриманих розрахунків із результатами, які одержані за допомогою незалежних експериментальних спостережень, підтверджує їх достовірність.

Наукова новизна отриманих результатів.

1. Вперше розроблено аналітичну модель середнього самоузгодженого електричного поля атмосфери, яка описує стратифікацію електрон-іонної підсистеми і хмарного аерозолу в електричному та гравітаційному полях. Модель представлена розв'язком нелінійного рівняння Пуассона, який істотно залежить від граничних умов на поверхні Землі, а саме, від збурення приземного локального електростатичного поля від джерел геофізичних процесів. Отримано загальний, а у наближенні сталих коефіцієнтів – точний розв'язок рівняння Пуассона у вигляді еліптичного синуса Якобі. Для вивчення поляризації електрон-іонної підсистеми атмосфери у полі сили тяжіння розроблено лінійний аналог рівняння Пуассона, де базовими функціями є функції Ейрі, який суттєво відрізняється від класичного наближення Дебая. Врахування динамічної діелектричної проникності призводить до появи стратифікованих областей.
2. Розглянуто аналітичний аналог рівняння Пуассона для поля хмарного аерозолу на основі емпіричних залежностей зарядів крапель. Для гідродинамічних систем це пояснює самоузгоджене (бездифузійне) переміщення хмари в горизонтальному напрямку, а також глобальну стратифікацію та перенесення водяної пари.
3. Доведено на основі статистичного аналізу сезонну стійкість градієнта напруженості електричного поля E_z з висотою, яка становить 18–22 повних коливань. Виявлено кореляційну залежність між екстремумами висоти нижньої межі хмар і вертикальним розподілом вологи від рівноважних точок градієнта E_z .

Доведено, що середньорічні розподіли водності та напруженості електричного поля мають високий коефіцієнт кореляції ($R > 0,8$).

4. Вперше отримано аналітичне рівняння динамічної діелектричної проникності $\varepsilon(r)$ як функції локального потенціалу і градієнта потенціалу електричного поля. В лінійному наближенні дифузійне рівняння діелектричної проникності описується W-функцією Ламберта. На основі цього розраховано серію мультиплікативних поправок до больцманівського фактора ймовірності, де введено перевизначений термічний потенціал електрона, який враховує ε . Таким чином, врахування динамічної ε в моделі електричного поля призводить до самоузгодження атмосфери на різних масштабах.
5. Отримано оцінки площі радіаційних перерізів для молекул стандартної атмосфери та конденсованої фази (хмарні аерозолі) у геометричному наближенні. Показано, що разом з сухою атмосферою конденсована фаза дає порівнянний вклад в електростатику хмари шляхом збільшення площі перерізу іонізації за рахунок укрупнення крапель, оскільки шлях пробігу радіаційної частинки у конденсованій фазі буде більшим, ніж у сухій атмосфері. Це побічно підтверджує іонізацію атмосфери від мінливості сонячної активності.
6. Вперше розроблено електричний блок тривимірної моделі фізики хмар для чисельного моделювання катастрофічних опадів, пов'язаних з електричною коагуляцією. Доведено вплив електричного поля на ефективність зіткнення заряджених крапель як одного з механізмів різкого збільшення опадів за рахунок швидкого утворення ядер конденсації. Показано, що при $E_z \sim 10^3$ В/см саме електрична коагуляція є суттєвою і її необхідно застосовувати при моделюванні потужних конвективних хмар, які знаходяться у стадії максимального розвитку. На даний час не запропоновано тривимірної моделі, яка просторово враховує вплив електричного поля на мікрофізичні процеси в хмарах.

Особистий внесок здобувача. Основні наукові результати та висновки, викладені в дисертаційній роботі, одержані автором особисто або у співавторстві та опубліковані в журналах, які входять до затвердженого МОН Переліку наукових фахових видань України з фізико-математичних наук. За темою дисертації автором опубліковано 29 наукових праць: статей – 20 (4 входять до міжнародних наукометричних баз Scopus, Index Copernicus, Ulrich's Periodicals Directory), з них 7 – без співавторів і 9 тез доповідей на міжнародних наукових конференціях і симпозіумах.

Особистий внесок автора в основні роботи, виконані в співавторстві, визначається таким чином.

У статтях [Белый, Пирнач, 2009; Белый и др., 2009; Белый, Пирнач, 2010; Белый и др., 2010; Пирнач, Білий, 2011; Белый, Пирнач, 2012,а,б;] дисертанту належить збір і цифрова обробка експериментальних даних, підготовка початкових файлів для розрахунку прогностичної моделі фізики хмар. Виконання серії чисельних розрахунків з дослідження впливу різних механізмів опадоутворення на еволюцію фронтальних смуг і конвективних утворень різних масштабів, які зумовили великі опади над гірськими масивами Східних Карпат і Криму; визначення ключових мікрофізичних параметрів, які спричинили утворення

катастрофічних опадів. Побудова алгоритму розрахунку ентропії, її розподіл в часі і просторі, виробництво та зв'язок з сильними опадами.

Загальний обсяг у статтях з співавтором Г.М. Пірнач становить 85 стор., авторський доробок – 47 стор.

У статті [Белый, Зеленин, 2012] постановка задачі. Безпосередньо автором розв'язано нелінійне рівняння Пуассона для середнього самоузгодженого електричного поля. Відшукано загальний розв'язок. Визначено лінійний розв'язок рівняння другого порядку для потенціалу Ейрі з неоднорідним доданком.

У статті [Белый, Зеленин, 2013,а] безпосередньо автором визначено наближений розв'язок рішення нелінійного рівняння Пуассона, який описує структурні фазові переходи. Відшукано точний розв'язок, що залежить від граничних умов. Розроблена модель електричного поля атмосфери. Проведена верифікація констант моделі за допомогою експериментальних даних.

У статтях [Белый, Зеленин, 2013,а,б] безпосередньо автором розраховані та побудовані: кореляційні залежності між вертикальним розподілом н.м. хмар і водяної пари з електричним полем; сплайн-апроксимації, на основі яких досліджено сезонну стійкість E_z . Отримано аналітичний аналог рівняння Пуассона для хмарного аерозолію.

У статті [Белый, Зеленин, 2014; Белый, Зеленин, 2016] безпосередньо автором проведено варіювання функціоналу енергії та отримано трансцендентне рівняння динамічної діелектричної проникності як функції локального потенціалу і градієнта потенціалу електричного поля. Верифікацію рівняння проведено за незалежним експериментальним набором даних. Розраховано термодинамічні оцінки і масштабованість Ван-дер-Ваальсових колективних взаємодій, які відіграють істотну роль в стабілізації іонних шарів. Отримано добавки в класичний тензор напруги електричного поля атмосфери. Обчислено поляризаційні компоненти тензора напруги які стабілізують електрон–іону підсистему атмосфери.

Загальний обсяг у статтях з співавтором Ю.О. Зелениним становить 74 стор., авторський доробок – 43 стор.

У статті [Белый, Шпиг, 2016] безпосередньо автором проведено дослідження: впливу електричного поля на ефективність зіткнення заряджених крапель; механізму зворотного зв'язку між укрупненням частинок в хмарі та зростанням градієнта потенціалу електричного поля; проведено ряд чисельних розрахунків і виявлено нові закономірності утворення катастрофічних опадів за рахунок електричної коагуляції.

Загальний обсяг у статтях з співавтором В.М. Шпигом становить 8 стор., авторський доробок – 5 стор.

Апробація результатів дисертації.

Основні положення дослідження доповідались на таких наукових конференціях і симпозіумах: II Конференция молодых ученых национальных гидрометслужб стран-участников СНГ «Новые методы и технологии в гидрометеорологии» (Москва, 2–3 октября 2006 р.); MOCA–09, the IAMAS/IAPSO/IACS 2009 Joint Assembly (Montreal, Canada, 19–29 July 2009); International conference Geodynamical phenomena: «From observations and experiments to theory and modelling» (September 20–24, 2010, Kiev, Ukraine); EGU General Assembly 2011: Geophysical Research

Extended Abstracts (3–8 April 2011); 91st American Meteorological Society Annual Meeting, (Seattle, WA, USA, 22–27 January 2011); Third Symposium on Aerosol–Cloud–Climate Interactions, AMS 91st. (Seattle, WA, USA, 22–27 January 2011); XX Міжнародний симпозиум «Оптика атмосфери і океана. Фізика атмосфери» (Томск, 23–27 июня 2014); XXII Міжнародний симпозиум «Оптика атмосфери і океана. Фізика атмосфери» (Томск, 30 июня – 3 июля 2016 г.); XXV Всероссийская открытая конференция «Распространение радиоволн», посвященная 80-летию отечественных ионосферных исследований (Томск, 3–9 июля 2016 г.).

Структура і обсяг дисертації. Дисертація складається з переліку умовних скорочень і символів, вступу, шести розділів, висновків і списку використаних джерел, що включає 346 найменувань. Робота містить 330 сторінок машинописного тексту, 72 рисунки, 20 таблиць та 8 додатків.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Робота виконана на базі відділу Глибинних процесів Землі і гравіметрії Інституту геофізики ім. С. І. Субботіна НАН України за такими науковими темами:

- Комплексне геолого-геофізичне вивчення глибинної будови південно-західної окраїни Східноєвропейської платформи з метою розширення мінерально-сировинної бази України (2006–2010), № р/н 0106U000911;

- Побудова тривимірної геолого–геофізичної моделі південної окраїни СЄП та її обрамлення з метою розширення мінерально-сировинної бази України (2011–2015) № р/н 0111U000236;

- Комплексне геофізичне дослідження літосфери України: від моделей до процесів формування родовищ корисних копалин (2016–2020) № р/к 0116U000131.

Практичне значення отриманих результатів. Розроблений базис, складені алгоритми та побудовані принципово нові аналітичні та чисельні моделі, які відповідають сучасним уявленням про електричні та мікрофізичні процеси в атмосфері потрібно використовувати при: вивченні можливостей активного впливу на процеси в хмарах; визначенні ролі електричних сил у процесах розвитку та розпаду хмар; поліпшенні прогнозу гроз, та оцінки умов виникнення гроzoneбезпечних зон в хмарах при польоті в них літаків та повітроплавальних апаратів, їх гідрометеорологічного забезпечення; захисті від градобою сільськогосподарських територій; розробці вимірювальних приладів і методик аероелектричних спостережень. У перспективі знання про електричне поле атмосфери може слугувати для очищення від забруднень та прогнозу майбутнього зміни клімату.

Розділ 6 дисертаційної роботи використовується в навчальному процесі в Одеському державному екологічному університеті, м Одеса.

Подяка. Здобувач висловлює подяку академіку НАН України, доктору фіз.–мат. наук, професору Віталію Івановичу Старостенку за всебічну підтримку.

Окрему подяку автор висловлює доктору фіз.-мат. наук Я.М. Хазану за наукові консультації, конструктивну критику та обговорення окремих розділів дисертаційної роботи.

Автор з вдячністю згадує д.фіз.-мат. наук Ганну Михайлівну Пірнач, яку він вважає своїм наставником. Спільні наукові дослідження сприяли становленню автора як науковця з проблем фізики хмар.

Автор вдячний співробітникам відділу Глибинних процесів Землі і гравіметрії за плідну співпрацю та підтримку в написанні даної роботи.

ОСНОВНИЙ ЗМІСТ РОБОТИ

У **вступі** викладено загальну характеристику роботи, обґрунтовано доцільність обраного напрямку та актуальність дисертації, сформульовано мету, основні методи і задачі досліджень, визначено наукову новизну отриманих результатів, сформульовані основні наукові та практичні досягнення здобувача, а також подано інформацію щодо апробації одержаних результатів, публікацій, структури й обсягу роботи.

Перший розділ присвячено аналітичному огляду основних методів, які використовуються в області атмосферної електрики та літосферно-атмосферно-іоносферних зв'язків. Зроблено огляд літератури за темою дисертації та відображено сучасний стан досліджуваної проблеми. Зазначено, що більшість існуючих гіпотез і моделей, в своїй основі, виявляють підвищений інтерес до процесів, що відбуваються в приземному та конвективному атмосферному граничному шарі і мають деякі труднощі опису електричних і мікрофізичних характеристик по вертикалі в тропосфері. Це пов'язано з тим, що до теперішнього часу залишаються маловивченими мікрофізичні і особливо електричні процеси в конвективних хмарах. Такий стан справ пояснюється їх складністю та суттєвою недоступністю для експериментального дослідження. У зв'язку з цим розробка чисельної моделі хмар і вивчення на її основі різних питань хмаро- і опадоутворення, а також електричних процесів, що впливають на коагуляцію хмарних частинок, є важливою науково-прикладною проблематикою.

У **другому розділі** викладено основні електричні характеристики атмосфери. Розглянуто зони формування зарядової нестабільності атмосфери. Наведено основні масштабні співвідношення ступеня збудження для рідбергівських частинок від функції радіального квантового числа n . На якісному рівні пояснено стратифікацію збуджених частинок електричним полем атмосфери.

У цьому розділі атмосфера розглядається як електроактивне середовище, в якому присутні рідбергівські та збуджені молекули. Рідбергівські атоми й молекули характеризуються наявністю слабкозв'язаного електрона (з енергією близько десятків часток електрон-вольта та менше) і великими розмірами (сотні ангстрем і більше) [Ридберговские ..., 1985]. Поляризація збуджених і рідбергівських молекул становить $\alpha^* = \alpha_0 n^7$ [Белый, Зеленин, 2014], де n – головне квантове число, α_0 , α^* – поляризація нейтральної та збудженої молекули. У нижній стратосфері й верхній тропосфері інструментальними методами [Голубков и др., 2011, а] зареєстровані значення $n \sim 10 \div 40$, де $n \sim 5 \div 10$ відповідає ультрафіолетовому випромінюванню.

Час життя збуджених молекул становить від 2 до 10^4 с [Смирнов, 1982]. Такі молекули можна легко доіонізувати другим актом збудження зі значно меншою енергією, а оскільки збуджена компонента кисневого циклу є електровід'ємною, вона легко утворює негативні іони O^- , O_2^- , O_3^- , які поляризуються ще легше. Такий фрагмент вестиме себе як поляризований залишок, що взаємодіє з електронами.

Оцінімо достатню енергію збудження рідбергівських частинок (атомів чи молекул) стандартної атмосфери у слабких електричних полях $E \sim 1 \div 2$ В/см, виходячи з умови індукування поляризації дипольного моменту один Дебай (Д):

$$\alpha E = 1 \text{ Д.}$$

Підставивши характерні величини у вираз: $1 \text{ Д} = 10^{-18}$ СГСЕ, $1 \text{ В/см} = 3,3 \cdot 10^{-3}$ СГСЕ, $\alpha_0 = 9/2 \cdot 10^{-24}$ см³ (поляризація основного стану), $\alpha^* = \alpha_0 n^7$ (поляризація збудженого стану), і провівши перетворення, визначимо, що достатнє головне квантове число становитиме $n \sim 15,3$.

Оцінімо головне квантове число n виходу рідбергівського електрона у суцільний спектр розсіювання, прирівнюючи ширину кулонівського спектра (R_y/n^3) до теплового кванта ($k_B T$): $R_y/n^3 \sim 1/2 \cdot k_B T$, де $R_y \sim 10 \div 13$ еВ; k_B – константа Больцмана; T – температура; $1/2 \cdot k_B T \approx 0,025$ еВ. Тоді n дорівнюватиме ~ 10 .

Ступінь збудження молекул відповідає роботі виходу електрона у суцільний спектр від головного квантового числа. Робота виходу для однієї пари взаємодії буде: $\delta I \approx 2R_y/n^3$. При $n = 10$, $\delta I \approx 0,027$ еВ; при $n = 40$, $\delta I \approx 4 \cdot 10^{-4}$ еВ.

Оцінки показують, що за умови порівняно середніх рідбергівських збуджень $n \sim 10 \div 15$ збуджені атоми і молекули можуть віддавати електрон в активне середовище ($4 \cdot 10^{-4} \div 0,027$ еВ) $\ll 1/2 \cdot k_B T$ та поляризуватися відносно слабким середнім полем, створюючи макроскопічну електрострикцію. Величина n може зменшитись, якщо для зовнішнього поля вибрати електричні поля у хмарі, які становлять порядок $10^2 - 10^4$ В/см. Тоді активними стають частинки зі збудженнями $n \sim 5$.

Урахування збуджених і рідбергівських молекул призводить до змін рухливості і дифузії електронів. Зокрема, при підстановці поляризації збудженої молекули $\alpha^* = \alpha_0 n^7$ у вираз для константи дифузії $D_i = 0,0031 T_i / \sqrt{\mu \alpha}$ [Таблицы ..., 1976, с. 290] отримаємо перенормований коефіцієнт дифузії на величину $n^{-7/2}$:

$$D_i^* = \frac{0,0031 T_i}{\sqrt{\mu \alpha}} = 0,0031 T_i (\mu \alpha_0)^{-1/2} n^{-7/2},$$

де n – головне квантове число; T_i – температура іонів; μ – атомні одиниці маси (а.о.м); α_0 – поляризація нейтральної молекули в (а.о.м).

При характерних значеннях $n = 5 \div 40$ електрони з рухливістю $10^5 - 10^6$ см²/В·с, захоплені збудженою молекулою, будуть мати рухливість основного газу $1 - 10^2$ см²/В·с, тобто електрони захоплюються в іонну підсистему в формі полярона.

Аналогічно масштабуються і ван-дер-ваальсові взаємодії:

для пари збуджена – нейтральна молекула

$$U_{ab}^{*0} = -\frac{3}{2} \frac{I_a^* I_b}{I_a^* + I_b} \frac{\alpha_a^* \alpha_b}{r^6} \approx -\frac{3}{2} \frac{I_a I_b}{I_a + I_b} \frac{\alpha_a \alpha_b}{r^6} \frac{1}{n^3} n^7,$$

для пари збуджена – збуджена молекула

$$U_{ab}^{**} = -\frac{3}{2} \frac{I_a^* I_b^*}{I_a^* + I_b^*} \frac{\alpha_a^* \alpha_b^*}{r^6} \approx -\frac{3}{2} \frac{I_a I_b}{I_a + I_b} \frac{\alpha_a \alpha_b}{r^6} \frac{1}{n^3} n^7 n^7,$$

де I_a, I_b – іонізаційні потенціали взаємодіючих молекул a і b ; I_a^*, I_b^* – іонізаційні потенціали взаємодіючих збуджених молекул a і b відносно рівня збудження; α_a, α_b – поляризація молекул a і b ; α_a^*, α_b^* – поляризація збуджених молекул; n – головне квантове число; r – відстань між молекулами a і b .

Збуджені молекули значно сильніше притягаються у зони з максимальним градієнтом поля і практично локалізуються (накопичуються) у місцях утворення, створюючи багат шарову стратифікацію атмосфери електричним полем. Маючи великі концентрації (10^{10} – 10^{11} см⁻³ [Golubkov et al., 2012]), вони захоплюють вільні електрони, колективізуючи заряджену підсистему атмосфери у «рідбергівський флюїд». Зменшення рухливості й скейлінг міжатомної взаємодії на порядок n^4, n^{11} забезпечує механічну стабільність такої фази за час існування ексимерів і, по суті, може визначати конденсацію молекул води у тропосфері й нижній стратосфері.

Аналогічно масштабується дипольна кулонівська взаємодія, зменшуючи рухливість електронів, локалізуючи їх у шарі і, як наслідок, стабілізуючи полярні молекули води (водяна пара) за рахунок дипольних сил. Для тропосфери масштабованість кулонівської взаємодії дозволяє на якісному рівні прояснити механізм процесу конденсації водяної пари зміною день–ніч як зменшення кількості збуджених молекул у нічний час.

Уявлення про вертикальний розподіл збуджених частинок, як про одну з фундаментальних особливостей електричної будови атмосфери, покладено в основу побудови одновимірної моделі середнього електричного поля нижньої атмосфери і аналізу стратифікації хмар електричним полем.

У **третьому розділі** за допомогою методу статистичного аналізу розглядається морфологічна стратифікація хмар електричним полем атмосфери у період активного і спокійного Сонця.

Прямі ракетні виміри [Брагин, 1969; Брагин, Шамахов, 1969; Брагин и др., 1974] вертикальної напруженості електричного поля показали, що електричне поле вільної атмосфери на висотах від 15 до 80 км здійснює коливання, зберігаючи характерні екстремуми поля близько 1 км. Нижче від 15 км [Stolzenburg et al., 2008; Мареев, 2010] кожен екстремум електричного поля має тонку біфуркаційну структуру типу подвоєння періоду аж до флуктуаційного «частоколу» з довжиною хвилі 5–10 м. Авторами представлено багатий експериментальний матеріал, однак завдання не розглядалось у контексті глобальної стратифікації хмар та атмосфери самоузгодженим електричним полем. Аналіз експериментальних результатів сплайн-апроксимації вертикального розподілу похідної напруженості електричного поля $\partial E_z / \partial z$ виявив модову стабільність (кількість повних коливань E_z), яка складає 18–22 значень до висот 7 км. Також спостерігається біфуркаційний характер самоподоби кривої у вигляді дублетності піків коливань E_z . Модова стабільність виявилась стійкою. Вона спостерігається для всіх сезонів року за весь період літакового зондування з 1958 до 1965 рр.

На рис. 1 зображено усереднене за рік розподілення $\partial E_z / \partial z$ на різних висотах у період активного (1958) та спокійного (1964) Сонця.

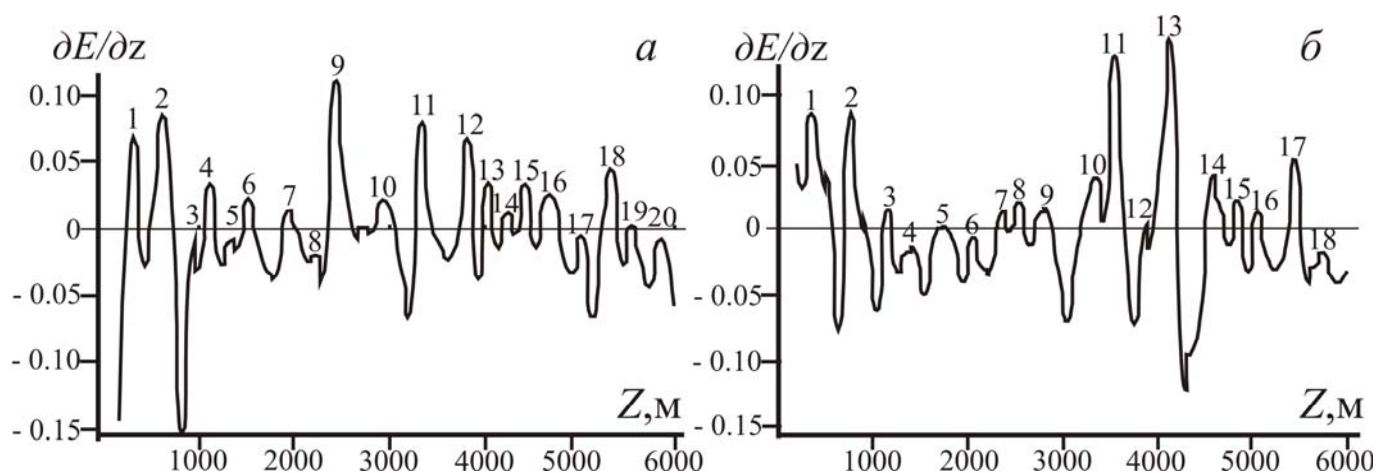


Рис. 1. Усереднена за рік сплайн-апроксимація градієнта напруженості електричного поля атмосфери $\partial E_z/\partial z$, СГСЕ/м³ на різних висотах Z (Ташкент): *a* – 1958 р.; *б* – 1964 р. Цифри (1,...,20) – число повних коливань E_z .

Під час зміни сезону року чи яскраво виражених погодних умов (циклонічна діяльність) кількість повних коливань E_z варіюється як у менший, так і в більший бік шляхом об'єднання чи подрібнення екстремумів на різних висотних горизонтах, зберігаючи вузлову стабільність. Усереднений за весь період спостережень масив даних виявляє ту саму структуру, що і моментні спостереження (щоденне зондування). Тому картина є не тільки модовостійкою, але й подібною.

У момент вимірювання електричного поля атмосфери за весь період спостережень літакового зондування фіксувались атмосферні явища – нижня і верхня межа спостережуваної хмарності. На рис. 2 зображені усереднені за рік діаграми повторюваності висоти нижньої межі (н.м.) хмар у період активного (1958) та спокійного (1964) Сонця.

Основною особливістю розподілення висоти утворення н.м. хмарності є її дискретність (не безперервне) по горизонтах упродовж періодів спостереження і наявність горизонтів, де хмарність відсутня. У період активного Сонця (1958) висота утворення н.м. хмар (тобто, загальна кількість спостережених випадків) для всіх представлених морфотипів (крім Cu) у два рази, а за деякими – у 4–5 разів перевищує значення, спостережені у період спокійного Сонця (1964). Якісно це відповідає фізиці конденсації пари на заряджених центрах та іонах при збільшенні іонізації атмосфери, тобто є очевидним радіаційно-електричний характер загальної стратифікації водяної пари.

Детальна відповідність н.м. досліджуваних хмар і локальних точок рівноваги $\partial E_z/\partial z = 0$ наведена у табл. 1.

Як видно з табл. 1, повторюваність утворення висоти н.м. хмар за морфотипами дає високе співпадіння з локальними точками рівноваги градієнта напруженості електричного поля $\partial E_z/\partial z = 0$. У більшості випадків висота н.м. хмар відповідає горизонтам, де $\partial E_z/\partial z$ перетворюється на нуль і становить $\pm(50-100)$ м при вертикальній протяжності хмарного шару 250–500 м. Співпадіння спостерігається

для усіх видів хмар, а також для усереднення за сезонами і роками. Коефіцієнт кореляції R дорівнює 0,9 при довірчому інтервалі 0,95 %.

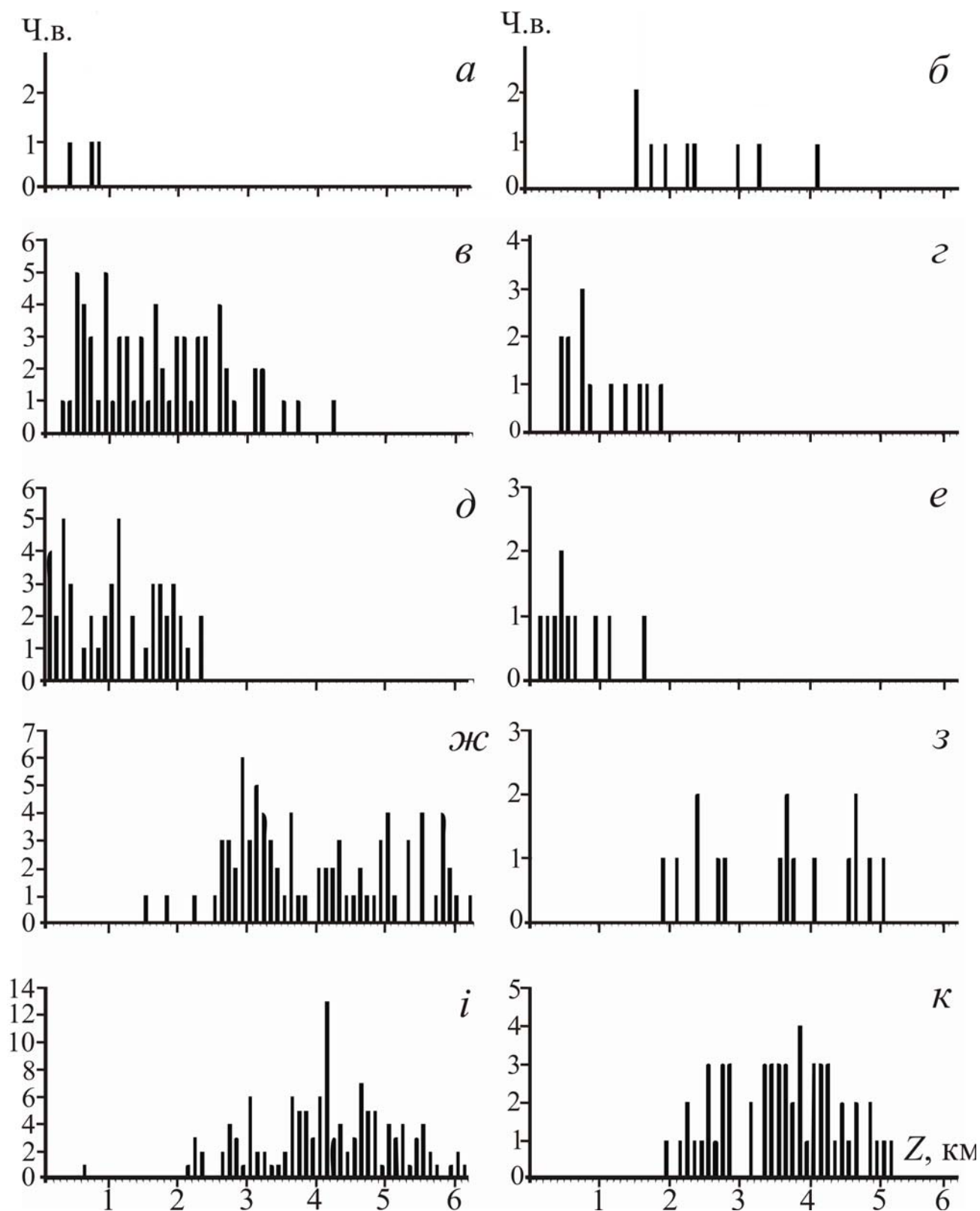


Рис. 2. Діаграми повторюваності висоти н.м. хмар з висотою Z для хмар типу: 1958 р.: (a – Cu; $в$ – Sc; $д$ – Ns; $ж$ – As; $и$ – Ac;) і 1964 р.: ($б$ – Cu; $з$ – Sc; $е$ – Ns; $з$ – As; $к$ – Ac). Ч.в. (число випадків) – зальна кількість спостереженої хмарності;

Таблиця 1. Вертикальна відповідність точок локальної рівноваги $\partial E_z / \partial z = 0$ точкам максимальної повторюваності утворення н.м. хмар (Ташкент, 1964 р.)

Висота максимумів повторюваності нижньої межі хмар, м					Висота точок локальної рівноваги $\partial E_z / \partial z = 0$, м	
Sc	Ns	Ac	Ac	As		
500	200	2000	3800	2000	510	3457
600	300	2200	3900	2200	600	3600
800	400	2300	4000	2500	763	3700
900	500	2400	4100	2800	1529	3942
1200	600	2500	4200	2900	1590	4000
1400	700	2600	4300	3700	1900	4057
1600	1000	2700	4400	3800	2000	4400
1700	1200	2800	4500	3900	2500	4657
1900	1700	2900	4600	4200	2566	4800
–	–	3200	4700	4700	2809	4900
–	–	3400	4900	4800	2866	5142
–	–	3500	5000	5000	3000	5257
–	–	3600	5100	5200	3100	5421

Розглянемо зв'язок середньої водності у хмарах типу St–Sc з вертикальним профілем напруженості електричного поля до висот 1,5 км. Для побудови регресійної залежності в роботі використані дані результатів спостереження водності (4800 вимірів), виконаних на літаках-лабораторіях ІЛ–14, за холодний період (1960–1964 рр.) над Україною [Галаджий и др., 1965] і дані напруженості електричного поля на різних висотах, усереднені за весь період спостережень (1964) [Материалы ..., 1965]. Кореляційна залежність середньої водності (W , г/м³) для хмар типу St–Sc і середньорічної структури вертикального електричного поля (E , В/м) зображена на рис. 3.

Рівняння лінійної регресії для всього ряду визначено методом найменших квадратів має вигляд

$$y = 0,028 + 0,034x,$$

де y – водність хмари W (залежна змінна або змінна відгуку); x – напруженість електричного поля (незалежна змінна або предиктор).

Середнє вертикальне розподілення водності (1960–1964 р.) добре групується відносно величини електричного поля. Зокрема, значенням напруженості електричного поля у діапазоні від 0 до 50 В/м відповідає дев'ять значень водності. Рівняння регресії для них має вигляд: $y = 0,243 + 0,0013x$. Значенням напруженості електричного поля в діапазоні від 50 до 110 В/м відповідає п'ятнадцять значень водності. На основі експериментальних даних виділяється ділянка слабких (0–50 В/м), середніх (50–70) та високих (70–110 В/м) полів (див. рис. 3 пунктирні лінії). Можна припустити, що аналогічна залежність буде існувати й всередині інших хмарних утворень.

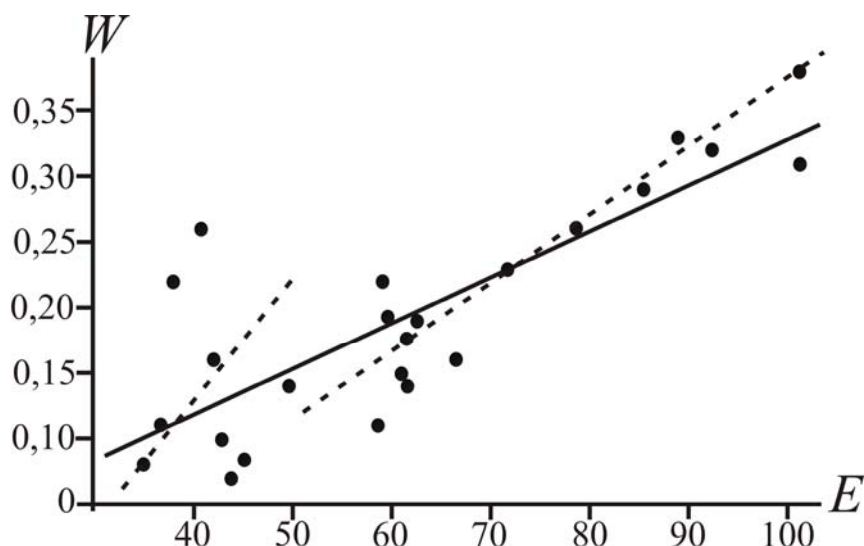


Рис. 3. Кореляційна залежність середньої водності хмари з висотою W , г/м³ від вертикального електричного поля E , В/м.

Зі збільшенням водності термодинамічно зростає середній розмір крапель, збільшується геометрична площа перерізу частинок і зростає іонізація конденсованої фази. Фізично механізм формування хмарності у стратифікованій електричним полем атмосфері можна зрозуміти виходячи з таких міркувань: 1) у квазістаціонарних умовах хмари мають характерний розподіл крапель за розмірами для кожного морфотипу; 2) розподілення молекул і комплексів водяної пари за розмірами достатньо коректно описано гама-розподілом, яке описує зв'язок характерного розміру крапель з такими параметрами хмарності, як водність W і концентрація частинок N_k . З огляду на те, що гама-розподіл є малопараметричним, зі збільшенням середнього вологовмісту збільшується і кількість комплексів водяної пари, а також їх середній розмір.

Молекулярний вміст водяної пари W (наприклад, купчаста хмара $W \sim 0,08$ г/м³) у відношенні до вмісту стандартної атмосфери (N_2, O_2) $\sim 1,225$ кг/м³ складе величину $0,08/1225 \approx 7 \cdot 10^{-5}$ г/м³ або 10^{-3} %. Не дивлячись на це, геометричний переріз іонізації для молекул стандартної атмосфери (фонова іонізація) і хмарного аерозолі (аероіони, комплекси водяної пари, краплі) можуть порівнюватися між собою при допустимих параметрах розподілення хмарних крапель. У табл. 2 і табл.3 наведено результати геометричних перерізів молекул O_2 (фонова іонізація), для різних висот, та крапель різних радіусів. Геометричний переріз плоскої площини для всіх молекул має вигляд

$$\sigma = S^2 \sqrt[3]{(n_L)^2},$$

де σ – геометрична площа перерізу молекул або крапель; S – площа молекули або краплі; n_L – число Лошмідта.

При середньому характерному радіусі крапель $\bar{r} = 10^{-3}$ см (см. табл.3) геометричний переріз має порівнянний порядок, як і площа перерізу молекул у проміжку висот 0–5 км (див. табл. 2), при тому, що концентрація крапель складає $\sim 10^2$, що менше ніж число Лошмідта. Прості оцінки показують, що іонізація від конденсованої фази при визначених параметрах порівнянна з фоною іонізацією

стандартної атмосфери, оскільки шлях пробігу радіаційної частинки у конденсованій фазі буде більшим (крапля 1 мікрон $\sim 10^4$ молекул води), ніж у сухій атмосфері. Це призводить до того, що залежно від співвідношення інтенсивності іонізації відбувається перерозподіл хмарного аерозолу в стратифікованому електричному полі атмосфери, а типи хмар виділяються шляхом перерозподілу крапель у ньому.

Таблиця 2. Геометричний переріз молекул (фонова іонізація) для різних висот

Висота Z , км	Число Лошмідта n_L , см^{-3} [Таблицы..., 1976]	Площа молекули S_{O_2} , см^2	Площа перерізу σ , см^2
0	$1,94 \cdot 10^{19}$	$8,64 \cdot 10^{-16}$	$0,62 \cdot 10^{-2}$
5	$0,84 \cdot 10^{19}$		$0,36 \cdot 10^{-2}$
15	$0,16 \cdot 10^{19}$		$0,12 \cdot 10^{-2}$

Таблиця 3. Геометричний переріз крапель (конденсована фаза)

Краплі	Радіус крапель $r_{\min} - r_{\max}$, см	Середній радіус крапель \bar{r} , см	Водність W , $\text{г}/\text{м}^3$	Концентрація N_k , см^{-3}	Площа перерізу σ , см^2
1	$10^{-7} - 10^{-4}$	10^{-5}	0,08	300	$0,2 \cdot 10^{-5}$
2	$10^{-4} - 10^{-2}$	10^{-3}			$0,2 \cdot 10^{-1}$
3	10^{-2}	10^{-2}			1,8

Примітка: 1 – ядра конденсації, 2 – хмарні частинки, 3 – краплі опадів.

Оскільки довжина пробігу жорсткої компоненти випромінювання L_γ на різних висотах має параметри при $Z \sim 0$ км $L_\gamma \sim 300$ м, при $Z \sim 10$ км $L_\gamma \sim 690$ м, то такі величини порівнянні з середньою вертикальною протяжністю хмар (наприклад, Sc). Таким чином, електрони, проходячи конденсовану фазу (хмару), повністю втрачають свою енергію до значень 1–10 еВ і локалізуються хмарою. Це означає, що конденсована фаза є додатковим джерелом іонізації, підтримуючи електричну стабілізацію хмари. При цьому важливо зазначити, що заряди крапель у хмарі можуть досягати великих значень $q \sim 2000e$, де e – елементарний заряд.

Отже, полярноактивна фаза, накопичуючись у стратифікації (екстремум поля E) у молекулярній формі (молекули і комплекси $(\text{H}_2\text{O})_n$), буде спричиняти симбатне накопичення мікрокрапель водяної пари в екстремумах електричного поля атмосфери.

У **четвертому розділі** вирішується завдання розробки та параметризації одновимірної аналітичної моделі середнього самоузгодженого електричного поля атмосфери за експериментальними даними. У межах побудованої моделі досліджується стратифікація атмосфери електричним полем, а також механізм стабілізації ЛХА.

В умовах «гарної погоди» електричну складову атмосфери можна уявити як квазінейтральне середовище заряджених частинок. Властивості такого середовища

будуть суттєво відрізнятися від властивостей нейтральних газів. У ньому взаємодія частинок між собою характеризується кулонівськими силами тяжіння і відштовхування, які спадають з відстанню значно повільніше, ніж сили взаємодії нейтральних частинок. З цієї причини взаємодія у такому середовищі є, строго кажучи, не «парною», а «колективною», де одночасно взаємодіє одна з одною велика кількість частинок. Надалі заряджену підсистему атмосфери будемо розглядати як квазінейтральну електрон-іонну холодну плазму. Електричне поле окремої частинки у такому середовищі «екранується» частинками протилежного знаку, тобто практично зникає на відстані порядку радіуса Дебая від частинки.

Якщо припустити, що можна знехтувати горизонтальними складовими напруженості електричного поля атмосфери, то за даними про хід напруженості електричного поля з висотою можна обчислити значення густини об'ємних електричних зарядів ρ в ній. Рівняння Пуассона в цьому випадку можна записати у вигляді [Мучник, 1974]

$$\frac{\partial E}{\partial z} = 4\pi \frac{\rho}{\varepsilon},$$

де E – напруженість електричного поля; ε – діелектрична проникність; ρ – густина об'ємного заряду.

Густина об'ємного заряду подається у вигляді $\rho = e(n_i - n_e)$, де n_i, n_e – концентрація іонів та електронів відповідно; e – заряд електрона. Оскільки іони й електрони в атмосфері вільно рухаються, перед тим, як застосовувати рівняння Пуассона, потрібно задати їхній просторовий розподіл. Згідно з рівнянням Больцмана локальна густина іонів буде мати вигляд

$$n_i = n_0 \exp(-W_i/k_B T),$$

де n_0 – середня концентрація заряджених частинок (іонів) у незбуреній області (незбуреній полем даного заряду). Для електронів з урахуванням знаку відповідно

$$n_e = n_0 \exp(-W_e/k_B T),$$

де n_0 – середня концентрація електронів у незбуреній області; k_B – стала Больцмана; T – температура; e – заряд електрона; $W_i = e\varphi$, $W_e = e\varphi$ – робота з переміщення іона та електрона з потенціалом φ на відстань x від частинок чи меж розділення фаз відповідно. З огляду на квазінейтральність для іонів та електронів n_0 одна й та сама величина [Bazilevskaya et al., 2010].

Підставляючи останні вирази у рівняння Пуассона, перепишемо його у самоузгодженому вигляді, скориставшись зв'язком напруженості й потенціалу $E = -\text{grad } \varphi$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -4\pi \frac{en_0}{\varepsilon} \left(\exp\left(-\frac{e\varphi}{k_B T}\right) - \exp\left(\frac{e\varphi}{k_B T}\right) \right), \quad (1)$$

де φ – потенціал; k_B – стала Больцмана; T – температура; e – заряд електрона; n_0 – концентрація частинок на заданій висоті; ε – діелектрична проникність.

Граничні умови для рівняння (1) запишемо у вигляді

$$\varphi|_{z=0} = \varphi', \quad \nabla \varphi|_{z=0} = E(0),$$

де φ' – потенціал, зв'язаний з поверхневою густиною заряду Землі через вираз $E = \partial\varphi'/\partial n = 4\pi\tilde{\sigma}$, де $\tilde{\sigma} = dQ/dS = -3,45 \cdot 10^{-4}$ СГСЭ/см²; Q – функція розподілу поверхневого заряду в точках денної поверхні.

Рівняння (1) вказує на те, що негативний заряд електронів майже повністю нейтралізує позитивний заряд іонів, тому електрон-іонна підсистема атмосфери є електрично нейтральною сумішшю у макроскопічному масштабі. Максимальна відстань, на яку може порушуватись квазінейтральність такої системи, характеризується величиною довжини Дебая: $L_D = \sqrt{k_B T \varepsilon / n_0 e^2}$.

Перепишемо рівняння (1) в такому вигляді

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -4\pi \frac{en_0}{\varepsilon} \sinh\left(\frac{e\varphi}{k_B T}\right), \quad (2)$$

тоді у загальному випадку розв'язок (2) буде мати вигляд

$$\varphi = -2i \operatorname{am}\left(\pm \frac{1}{2} \sqrt{(-2a - c_1)(z + c_2)^2} \middle| \frac{4a}{2a + c_1}\right), \quad (3)$$

де $\alpha = 4\pi en_0/\varepsilon$; c_1, c_2 – шукані константи; $i = \sqrt{-1}$; $\operatorname{am}(u|m)$ – еліптична функція Якобі. При $z=0$, константа c_2 має вираз:

$$c_2 = 2iF\left(\frac{1}{\sqrt{2a + c_1}} \cdot \frac{i\varphi}{2} \middle| \frac{4a}{2a + c_1}\right),$$

де $F(\varphi|m) = \int_0^\varphi (1 - m \sin^2(\theta))^{-1/2} d\theta$, $(-\pi/2 < \varphi < \pi/2)$ – еліптичний інтеграл першого роду.

Для знаходження константи c_1 запишемо рівняння (2) в лагранжевій формі:

$$\frac{1}{2}(\nabla\varphi)^2 - a \cosh\left(\frac{e\varphi}{k_B T}\right) = \tilde{\varepsilon}, \quad (4)$$

де $\tilde{\varepsilon} = \frac{1}{2}\varepsilon\tilde{E}_0^2 + \frac{3}{2}nk_B T$ – тепла флуктуація поля (ерг/см³), \tilde{E}_0 – початкова напруженість поля. Рівняння (4) має розв'язок у вигляді еліптичної функції Якобі

$$\varphi = -2i \operatorname{am}\left(\frac{1}{2}i\sqrt{2a}\sqrt{\frac{1}{a + \tilde{\varepsilon}}} z - i\sqrt{2\tilde{\varepsilon}}\sqrt{\frac{1}{a + \tilde{\varepsilon}}} z - \frac{1}{2}ia\sqrt{\frac{1}{a + \tilde{\varepsilon}}} c_1 - i\tilde{\varepsilon}\sqrt{\frac{1}{a + \tilde{\varepsilon}}} c_1 \middle| \frac{2a}{a + \tilde{\varepsilon}}\right). \quad (5)$$

Тоді шляхом зіставлення модулів виразів (3) і (5) знайдемо константу c_1 :

$$\frac{4a}{2a + c_1} = \frac{2a}{a + \tilde{\varepsilon}}, \quad c_1 = 2\tilde{\varepsilon}.$$

У разі, якщо права частина рівняння (4) виражена у вигляді різниці експонент, розв'язання зводиться до інтеграла вигляду

$$\int_0^{u(z)} \frac{\exp(z/2)}{\sqrt{\alpha + \alpha \exp(2z) + 2 \exp(z) \tilde{\varepsilon}}} dz = \pm(z + c_1). \quad (6)$$

Уведемо підстановку $u \rightarrow \exp(z/2)$, $2du = \exp(z/2)dz$, $z \rightarrow \log(2u)$, тоді отримаємо:

$$2 \int \frac{du}{\sqrt{\alpha + \alpha u^4 + 2u^2 \tilde{\varepsilon}}} = \pm(z + c_1).$$

Розв'язок цього рівняння зводиться до еліптичного інтеграла першого роду

$$F(i \sin^{-1}(f|k)) = \frac{\alpha(z + c_1)}{\sqrt{\tilde{\varepsilon} - \sqrt{\tilde{\varepsilon}^2 - \alpha^2}}}, \quad (7)$$

$$\text{де } f = u \sqrt{\frac{\alpha}{\sqrt{\tilde{\varepsilon}^2 - \alpha^2} - \tilde{\varepsilon}}}; \quad k = \frac{\sqrt{\tilde{\varepsilon}^2 - \alpha^2} - \tilde{\varepsilon}}{-\tilde{\varepsilon} - \sqrt{\tilde{\varepsilon}^2 - \alpha^2}}.$$

Потенційний рельєф ефективного функціонала енергії у координатах напруженість – потенціал (E, φ) має гіперболічний характер у випадку, коли концентрація електронів перевищує концентрацію іонів $n_e > n_i$, і параболічний – у випадку $n_i > n_e$. Загальний розв'язок рівняння (7) допускає вертикальний розподіл типу хвиль густини об'ємного заряду.

Особливістю інтеграла (7) є те, що електронейтральність при збільшенні енергії основного стану атмосфери підтримує контактний потенціал електронів $\varphi_0 = k_B T/e \approx 25,7 \text{ мВ}$. З цього випливає, що зміна граничного потенціалу $\varphi|_{z=0}$ на 0,1–1 В зумовить суттєве перебудування розподілу електронів у приземному полі. Сама перебудова має осцилюючий характер при $n_i > n_e$ і гіпергеометричне зростання при $n_e > n_i$. При збільшенні густини енергії модуль еліптичного синуса k має особливу точку росту неінтегрованого типу (див. рис.4).

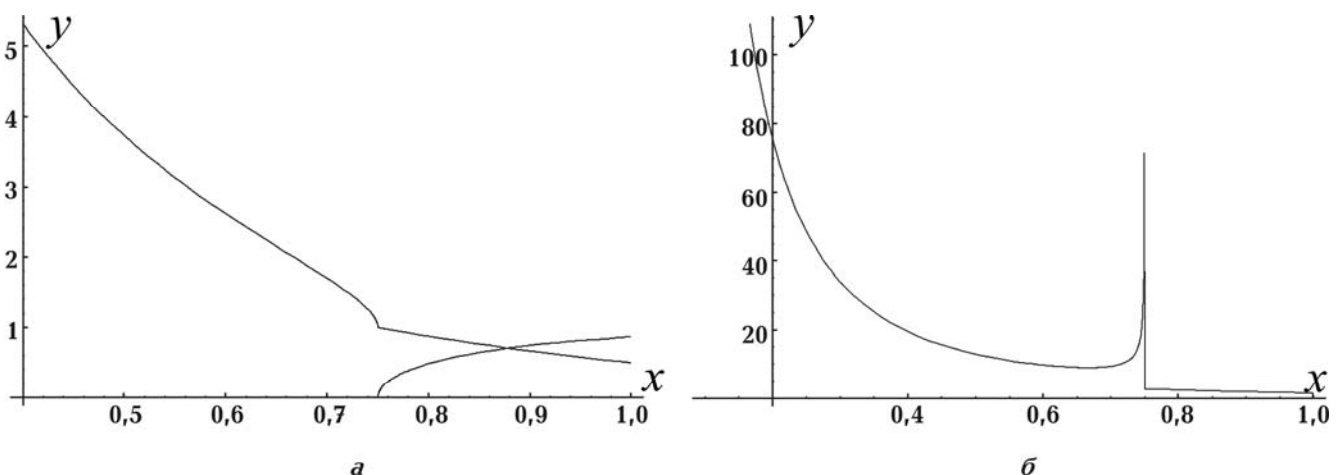


Рис.4. Модуль еліптичного синуса: a – дійсна частина $\text{Re}(k)$; b – мніма частина $\text{Im}(k)$. Восі x та y в умовних одиницях.

Особливості ітераційного процесу знаходження гіперболічного розв'язку відповідають модулярним особливостям періодів еліптичного інтеграла першого роду. Перехід від періодичних розв'язань до квазігіперболічних для точного

розв'язання подано модулярною функцією еліптичного інтеграла $K(k) = F(\pi/2, k)$. Модуль k має дійсну та уявну частини. Отже, в еліптичному синусі будуть присутні обидва періоди, що призведе до несумірних нерегулярних просторових осциляцій. При збільшенні повної енергії об'єму (тривимірний випадок) відбувається необмежене збільшення першого і другого періодів дійсної частини модуля функції $\text{Re}(k(\tilde{\varepsilon}))$. Таким чином, властивості необмеженого зростання еліптичного інтеграла будуть спричиняти локальні квазістатичні варіації приземного електричного поля $E_z \pm 300 \div 1000$ В [Смирнов, 2003, 2005]. Ефект спонтанної поляризації електронів у атмосфері може спричинити ранню іонну конденсацію на відповідних висотах у тропосфері, навіть у повітрі, не насиченому парами [Русанов, 1978; Yu, 2015], що, у свою чергу, дає фізичне пояснення прояву ЛХА під час зміни геофізичних параметрів середовища [Морозова, 2005; Гохберг, 2010].

Для прикладних завдань у метеорології важливо отримувати аналітичні розподіли електричних характеристик атмосфери з висотою. З цією метою, для врахування поляризації важких іонів та аерозолів у полі сили тяжіння mgz перепишемо рівняння (1) в такому вигляді

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -\frac{1}{L_D^2} \left(\exp\left(-\frac{m_i g z + e\varphi}{k_B T}\right) - \exp\left(\frac{e\varphi}{k_B T}\right) \right), \quad (8)$$

де φ – потенціал; m_i – маса іона; g – стала тяжіння; z – висота; e – заряд електрона; ε – діелектрична проникність; k_B – стала Больцмана; T – температура; L_D – довжина екранування Дебая.

З рівняння (8) випливає, що іонна підсистема визначається барометричним розподілом нейтральної компоненти і містить ефективні маси іонів для тропосфери. Масою електрона ми знехтували через її малість у відношенні до маси іона.

Для малих збурень, щоб оцінити ефект гравітаційної поляризації, розкладемо праву частину рівняння (8) за величиною потенціалу, нехтуючи другою експонентою. Тоді рівняння (8) набере вигляду

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - \frac{1}{L_D^2} (1 - z/H) \varphi(z) = 0,$$

де $H = k_B T / mg$ – висота однорідної атмосфери.

Як видно, вплив поля сили тяжіння (гравітаційна поляризація) зумовлює лінійне рівняння другого порядку для потенціалу Ейрі. Параметрична залежність функції Ейрі подається виразом

$$\varphi(z) = C_1 \text{Ai} \left(\left(\frac{1}{L_D^2 H} \right)^{1/3} (H - z) \right) + C_2 \text{Bi} \left(\left(\frac{1}{L_D^2 H} \right)^{1/3} (H - z) \right), \quad (9)$$

де Ai , Bi – функції Ейрі; C_1 і C_2 – шукані коефіцієнти, які складним чином (похідні від функцій Ейрі) залежать від граничних умов $\varphi|_{z=0}$ та $\nabla \varphi|_{z=0}$.

Така залежність не передбачається екстраполяційними виразами, які використовуються в метеорології. Функція Ai при значеннях аргументу менших від нуля має осциляції розміром довжини екранування Дебая, які відсутні у лінійному наближенні Дебая. Неоднорідна частина розв'язку спричиняє макрозміни

потенціалу. Таким чином, локальні квазістатичні варіації приземного електричного поля будуть мати вплив на електроактивну підсистему тропосфери.

Приклад відповідності експериментально спостереженого [Цефрас, 1961] і модельного потенціалу, розрахованого за виразом (9), зображено на рис. 5,а. Критична залежність функцій Ейрі від граничних умов на поверхні Землі зображена на рис. 5,б,в.

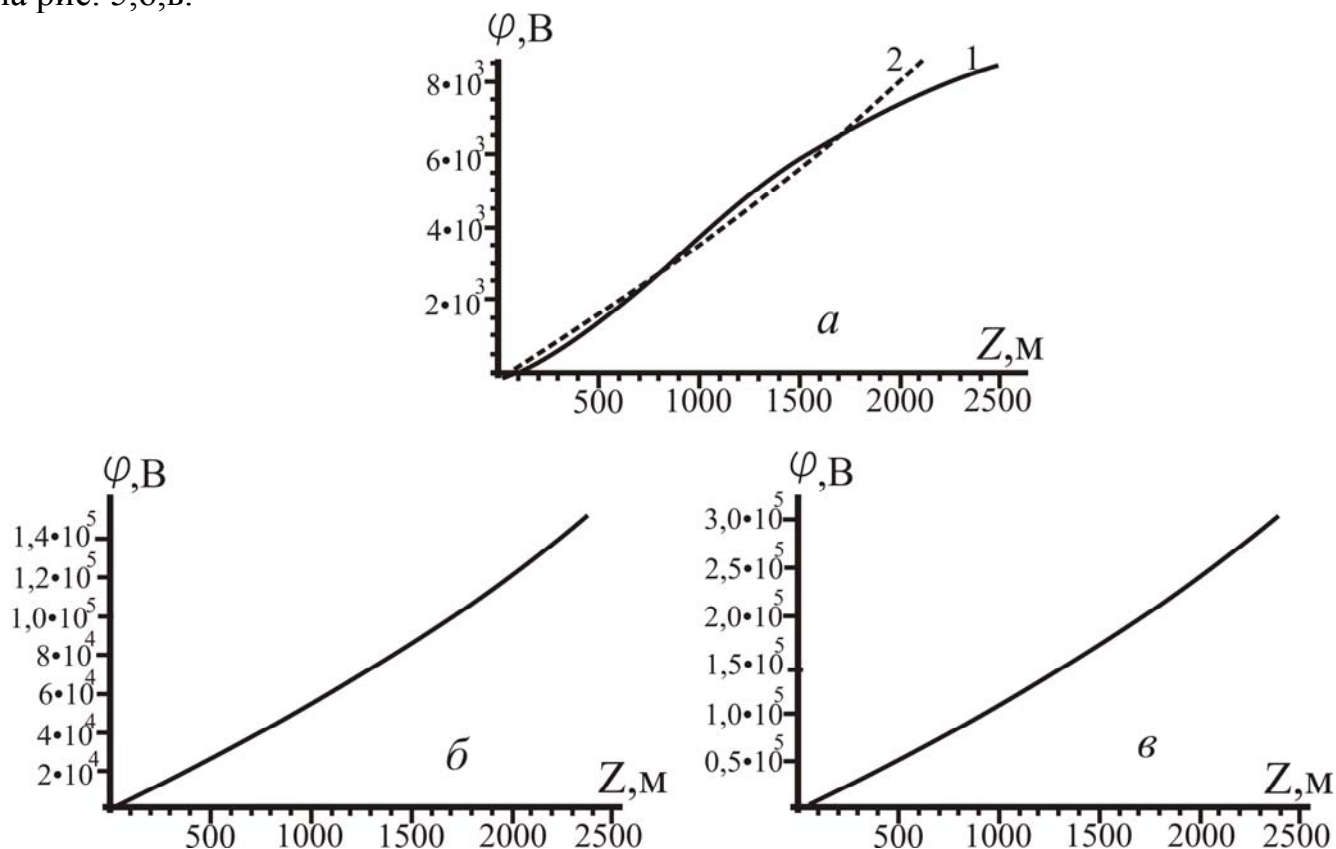


Рис. 5. Вертикальний розподіл потенціалу φ : а – середньомісячний потенціал (Ташкент, 1958, квітень): 1 – спостережений, 2 – модельний; критична залежність потенціалу від приземної напруженості електричного поля: б – $E(0)=50$ В/м, в – $E(0)=100$ В/м.

У багатьох практичних випадках зручно використовувати універсальне рівняння Пуассона шляхом перенормування коефіцієнтів при різних моделях (структурі статистичної суми) ефективного середовища.

Запишемо рівняння Пуассона (1), використовуючи безрозмірний параметр $\psi = e\varphi/\varepsilon k_B T$, розклавши праву частину рівняння і взявши перші два члена $\sinh(\psi) = \psi + (1/6)\psi^3$:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = \frac{1}{\alpha^2} \left(\psi + \frac{1}{6} \psi^3 \right), \quad (10)$$

де φ – потенціал; k_B – стала Больцмана; T – температура; e – заряд електрона; ε – діелектрична проникність; $\alpha = L_D / \sqrt{4\pi}$.

Загальний розв'язок рівняння (10) представляється у вигляді еліптичного синуса Якобі

$$\varphi(z) = \frac{a}{6a - 2\sqrt{3}\sqrt{a(3a - 2c_1)}} \operatorname{sn}(f|k)^2, \quad (11)$$

$$f = -\frac{(z - c_2)\sqrt{\sqrt{3a(3a - 2c_1)} - 3a}}{\sqrt{6}L_m}, \quad k = -\frac{3a + \sqrt{3}\sqrt{a(3a - 2c_1)}}{-3a + \sqrt{3}\sqrt{a(3a - 2c_1)}},$$

де c_1 і c_2 – шукані константи інтегрування; L_m – ефективний параметр довжини хвилі який можна інтерпретувати як довжину кулонівської кореляції хвиль густини об'ємного заряду, k – модуль синуса Якобі.

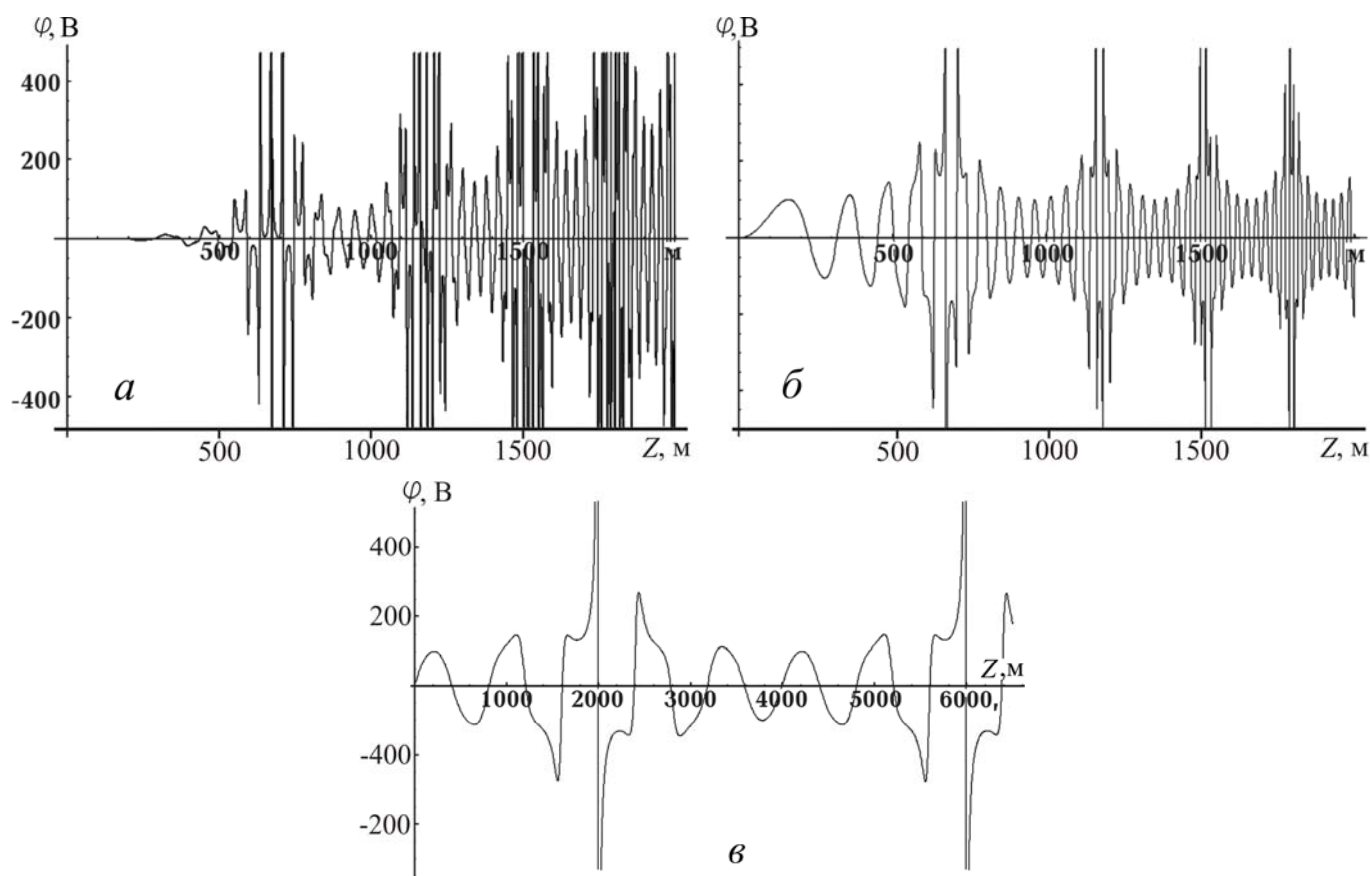


Рис. 6. Хід змодельованого самоузгодженого потенціалу з висотою Z , м, за рівнянням (11): *а* – константа і модуль, які відповідають $\epsilon \sim 10^5$, *б* – усереднена крива *а* за п'ятьма точками, *в* – обвідна при $k = 0,3 + 0,25i$.

При параметризації рівняння (11) можливі два варіанти роботи з константами: а) підстановка кінетичних коефіцієнтів у константу екранування, період і модуль еліптичного інтеграла; б) визначення (оптимізація) констант за експериментальними профілями [Матеріали ..., 1963] поля або його відрізка. Для атмосфери перший випадок дає весь спектр осциляцій аж до дебаївської довжини екранування (рис. 6, *а* «вся пила»). Як видно, спостерігається чутливість горизонтів вищих за 500 м до варіації приземного поля, тоді як до цього горизонту атмосфера не чутлива – ефект

параметричного розгойдування. Послідовне усереднення спектра методом змінного середнього дає згладжену картину потенціалу електричного поля (рис. 6,б). Для побудови обвідної параметри розв'язку підбираються із зіставленням з експериментальними профілями. У нашому випадку модуль k має величину $0,3+0,25i$ при $L_m \sim 100 \div 120$ м. Графік потенціалу з цими параметрами становить собою розподіл зі сплесками, які відповідають експериментальним спостереженням, і зображений на рис. 6,в.

У фізиці плазми процеси з урахуванням колективізації збудженої підсистеми атмосфери не розглядаються, але саме цим відрізняються радіаційні електрони в електронновід'ємному газі від класичної плазми з голими іонами. Рідбергівські електрони вносять свою частку у електропровідність і поляризацію атмосфери, що становить основну відмінність електронів у щільному газі від класичної плазми.

Таким чином, нелінійне рівняння Пуассона не дає глобальних гармонійних розв'язків Лапласа й, отже, картини класичної електростатики. Енергія в систему привноситься процесами поляризації і деполізації, включаючи градієнт діелектричної проникності $\varepsilon(r)$ як динамічну змінну.

У **п'ятому розділі** досліджується просторова дисперсія комплексної діелектричної проникності ε як додатковий фактор стратифікації атмосфери електричним полем. Отримано рівняння динамічної діелектричної проникності $\varepsilon(r)$ як функції локального потенціалу і градієнта потенціалу. Верифікацію рівняння проведено за незалежним експериментальним набором даних: а) синхронними приземними спостереженнями позитивних і негативних іонів; б) напруженістю електричного поля атмосфери на різних висотах за матеріалами літакового зондування. На основі цього знайдено серію мультиплікативних поправок до больцманівського фактора ймовірності та введено перевизначений термічний потенціал електрона $\varphi_0 = \varepsilon k_B T / e$.

Для опису релаксації теплових і холодних електронів атмосфери в наближенні самоузгодженого рівняння Пуассона використовується перевизначений для атмосфери параметр поляризаційного порядку $\psi = e\varphi / \varepsilon k_B T$ [Белый, Зеленин, 2013,б] з комплексною діелектричною проникністю $\varepsilon = \varepsilon + i\eta$. У загальному випадку ε має просторову дисперсію у контексті електродинаміки суцільних середовищ [Ландау, Лифшиц 1982]. Тимчасова дисперсія ε вважається усередненою за спектром флуктуацій поля [Имянитов, 1957; Флуктуации ..., 1972]. Діелектрична проникність об'єднує всі механізми розсіювання аналогічно до показника оптичного заломлення і поглинання, проте, по суті, є параметром середнього поля. Оцінка просторової дисперсії ε проводиться у наближенні поляризаційного диполя ($n_e - n_i$) на основі правої частини самоузгодженого рівняння Пуассона (1) [Белый, Зеленин, 2013,б].

Для розрахунку величин діелектричного выдугу середовища використовувалися дані вимірювання іонізації повітря за допомогою лічильника іонів Еберта, що дозволяє реєструвати окремо позитивну n_+ і негативну n_- компоненти повітря [Колоколов, 1977; Handbook..., 1985; Bazilevskaaya et. al., 2010].

Визначення рівноважних концентрацій іонів дає співвідношення ефективної діелектричної проникності

$$n_- = 4\pi\rho \exp\left(\frac{e\varphi}{\varepsilon^* k_B T}\right), \quad n_+ = 4\pi\rho \exp\left(-\frac{e\varphi}{\varepsilon^* k_B T}\right), \quad (12)$$

де $\rho = en_0$ – середня концентрація вільних зарядів; e – заряд електрона, φ – потенціал, k_B – стала Больцмана, T – температура, ε^* – діелектричний відгук середовища.

Прологарифмуємо ліву і праву частини виразу (12), тоді рівняння для ε^* матиме вигляд

$$\varepsilon^* = -\frac{2e\varphi}{k_B T \ln(n_+/n_-)}. \quad (13)$$

Розгорнута оцінка параметра ε^* для приземної атмосфери за даними [Колоколов, 1977] наведена у табл. 4., де середній потенціал для легких іонів $\varphi \sim 140$ В, важких – $\varphi \sim 100$ В.

Таблиця 4. Пряме визначення діелектричного відгуку середовища ε^* з концентрацій легких (n_+, n_-) і важких (N_+, N_-) см^{-3} іонів у приземному шарі атмосфери

n_+	n_-	$(n_+ - n_-)$	$\sqrt{n_+ n_-}$	ε^*	N_+	N_-	$(N_+ - N_-)$	$\sqrt{N_+ N_-}$	ε^*
825	800	25	812	$3,68 \cdot 10^5$	$4,0 \cdot 10^4$	$3,2 \cdot 10^4$	8000	35777	$3,58 \cdot 10^4$
875	575	300	709	$2,66 \cdot 10^4$	$1,7 \cdot 10^4$	$1,4 \cdot 10^4$	3000	15427	$3,58 \cdot 10^4$
640	580	60	609	$1,13 \cdot 10^5$	$1,6 \cdot 10^4$	$1,9 \cdot 10^4$	-3000	17435	$4,04 \cdot 10^4$
900	820	80	859	$1,20 \cdot 10^5$	$1,9 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^4$	8000	14456	$1,39 \cdot 10^4$
700	860	-160	775	$5,44 \cdot 10^4$	$2,2 \cdot 10^4$	$5,2 \cdot 10^4$	-30000	33823	$0,93 \cdot 10^4$
905	725	180	810	$5,05 \cdot 10^4$	$2,9 \cdot 10^4$	$2,4 \cdot 10^4$	5000	26381	$4,22 \cdot 10^4$
721	724	-3	722,5	$2,8 \cdot 10^6$					

Примітки: приклад розрахунку для першого стовпчика таблиці:

$$\varepsilon^* = -\frac{2e\varphi}{k_B T \ln(n_+/n_-)} = -\frac{2 \cdot 140}{0,025 \ln(825/800)} = 3,68 \cdot 10^5.$$

Як видно з табл. 4, параметр ε^* варіює у широких межах, оскільки залежить від спостереженої локальної іонної густини, та виконання умов квазінейтральності. Наближення елементарного об'єму до електронейтральності $\pm 3e$ (див. табл. 4, напівжирний рядок) призводить до зростання діелектричного відгуку до значень близьких до 10^6 .

Отже, очевидно є необхідність перевизначення больцманівського мікроканонічного розподілу до мікропольового (включенням ε у больцманівський фактор) для прикладних розрахунків спостережених профілів напруженості електричного поля атмосфери. Важливо зазначити, що порядок величин ε^* , отриманий у табл. 4 і методом молекулярної динаміки [Игнатов и др., 1995, табл. 1] співпадає. Введення ε^* в больцмановську експоненту дозволяє зберегти форму рівняння Пуассона та отримувати розв'язок виділенням комплексної частини.

Розглянемо прямий метод оцінки параметра ε^* за даними вертикального зондування атмосфери на основі припущення про середнє геометричне малих іонів

[Handbook ..., 1985] ($\rho_0 = \sqrt{n_+ n_-} \sim 720 \text{ см}^{-3}$). У цьому наближенні рівняння Пуассона для експериментальних значень напруженості, потенціалу і густини об'ємного заряду матиме вигляд трансцендентного рівняння за параметром ε^* :

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{x=h} = 4\pi\rho_0 \sinh\left(\frac{e\varphi}{\varepsilon^* k_B T}\right), \quad (14)$$

де $\rho_0 = en_0$ – середня концентрація вільних зарядів; e – заряд електрона, φ – потенціал, k_B – стала Больцмана, T – температура, ε^* – діелектричний відгук середовища.

Результати розрахунків експериментальних спостережень (див. рис.7) за рівнянням (14) наведені у табл. 5.

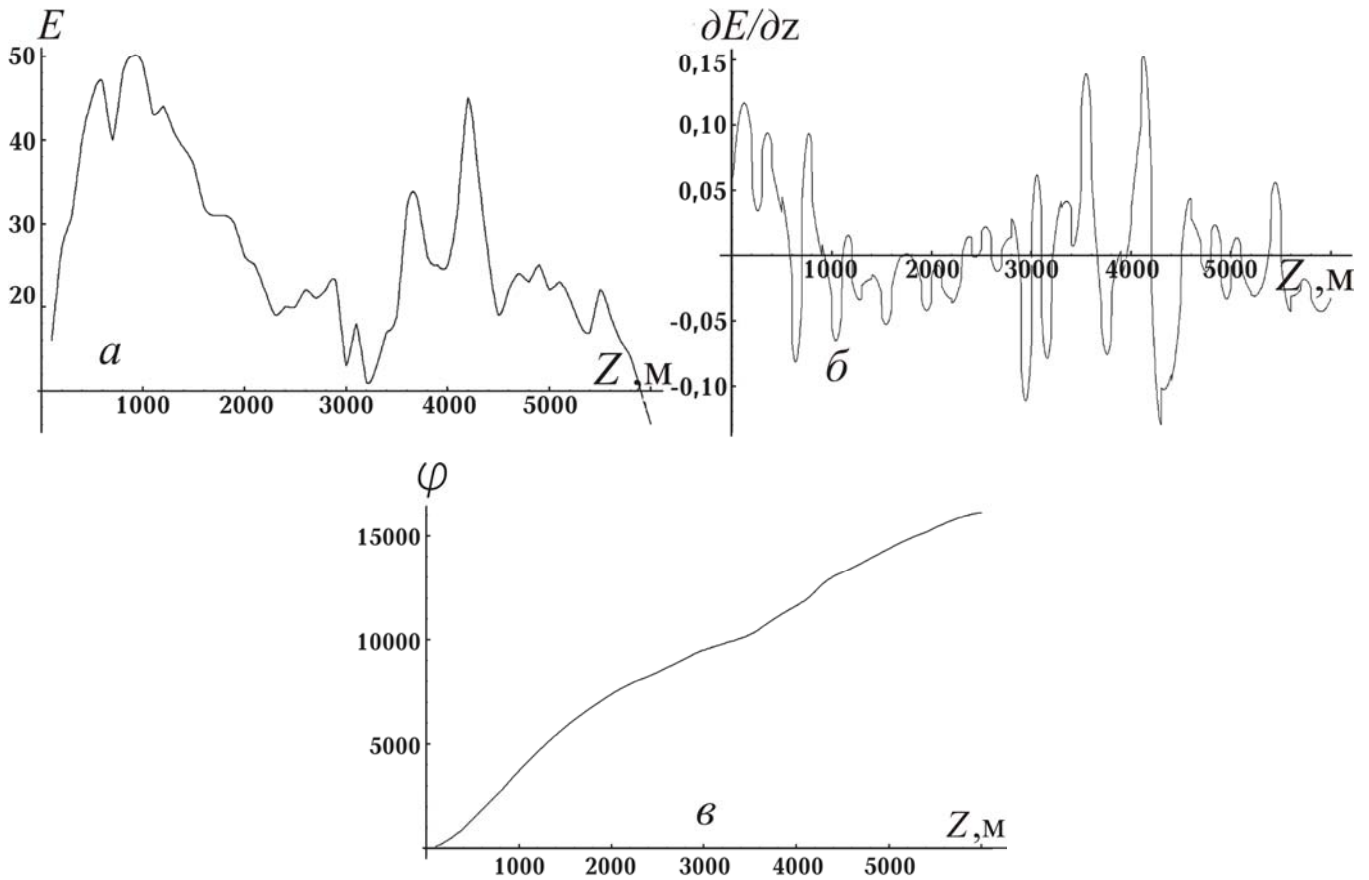


Рис. 7. Зміни середньомісячних значень електричного поля атмосфери з висотою (Ташкент, квітень, 1958 р.): *a* – напруженість електричного поля E , В/м; *б* – похідна напруженості електричного поля $\partial E_z / \partial z$, СГСЕ/м³; *в* – потенціал електростатичного поля φ , В.

Розглянемо з позиції активної атмосфери ефект екранування, використовуючи пряме визначення діелектричної константи як перенормованого заряду $e^* = e/\varepsilon$, де e – заряд електрона; ε – діелектрична стала.

Тоді, зіставляючи $e^{2/\varepsilon r} = (e^2/\varepsilon r) \exp(-L/L_D)$, отримуємо вираз для діелектричної проникності:

$$\varepsilon = \exp(L/L_D), \quad (15)$$

де L_D – довжина дебаївського екранування; L – довжина кулонівської кореляції хвиль густини об'ємного заряду; e – заряд електрона; r – радіус; ε – діелектрична проникність.

Таблиця 5. Розрахунок параметру ε^* при експериментальних значеннях напруженості, потенціалу і густини об'ємного заряду, Ташкент, квітень 1958 р.

Висота Z_i , м	$dE/dx _{x=h}$, (В/см)/см	Потенціал $\varphi(z)$, В	Порядок екстремума Z/L	Теоретична оцінка екстремальної точки T , м	ε^*
122	0,016	$1,4 \cdot 10^3$	1	120,6–121	259
355	0,013	$7,9 \cdot 10^3$	3	362	$1,5 \cdot 10^3$
771	0,013	$2,6 \cdot 10^4$	6	724	$5,0 \cdot 10^3$
2540	0,003	$8,5 \cdot 10^4$	21	2534	$2,2 \cdot 10^4$
2800	0,001	$9,1 \cdot 10^4$	23	2775	$2,8 \cdot 10^4$
3350	0,005	$9,9 \cdot 10^4$	28	3378	$2,3 \cdot 10^4$
4121	0,021	$1,2 \cdot 10^5$	34	4102	$2,1 \cdot 10^4$
4590	0,006	$1,3 \cdot 10^5$	38	4584	$3,0 \cdot 10^4$

Примітки: параметри для розрахунку рівняння (14) отримані за каталогом [Матеріали..., 1963] і зображені на рис. 7, та табл. 5 (напівжирний ряд): координата максимуму $Z = 771$ м, потенціал $\varphi(771) = 25910$ В, градієнт напруженості $dE/dz(771) = 0,0132$ СГСЕ/м³. Константа переводу у систему одиниць СГС – $4,34 \cdot 10^{-6}$.

$$\frac{0,0132}{4,34 \cdot 10^{-6}} = \sinh\left(\frac{25910}{\varepsilon^*}\right), \quad \text{де } \varepsilon^* = 5006,22.$$

При врахуванні ефекту середовища співвідношення (15) переходить у рівняння для дисперсії $\varepsilon(z)$:

$$\varepsilon = \exp\left(\frac{z}{L_D \sqrt{\varepsilon}}\right) \quad \text{або} \quad \sqrt{\varepsilon} \ln(\varepsilon) = \frac{z}{L_D}.$$

Розв'язавши трансцендентне рівняння, отримуємо для дійсної частини ε вираз

$$\varepsilon(z) = \frac{z^2}{4L_D^2 W\left(\pm \frac{z}{2L_D}\right)^2}, \quad (16)$$

де W – функція Ламберта.

Для випадку комплексної діелектричної проникності необхідно добути корінь квадратний з комплексної величини і факторизувати рівняння (16) на дійсну та комплексну частини. Тоді комплексне рівняння для $\varepsilon(z)$ матиме вигляд:

$$\varepsilon(z) = \frac{z^2}{4L_D^2 W\left(\frac{z}{2L_D} \cos\left(\frac{z}{\sqrt{\eta}L_D}\right) \sqrt{\sec\left(\frac{z}{\sqrt{\eta}L_D}\right)}\right)}.$$

Графік залежності дійсної та комплексної частин діелектричної проникності ε при дебаївському екрануванні порядку ($L_D \sim 0,1$ м) зображений на рис. 8.

Урахування уявної частини ε призводить до появи областей локалізації на відміну від лінійного тренда дійсної частини. Области мають характерний розмір 50–100 м. Значення ε за порядком величин добре узгоджуються між собою. Таким чином, просторове дисперсійне рівняння ε призводить до осциляцій густини об'ємного заряду близько 2–5 м.

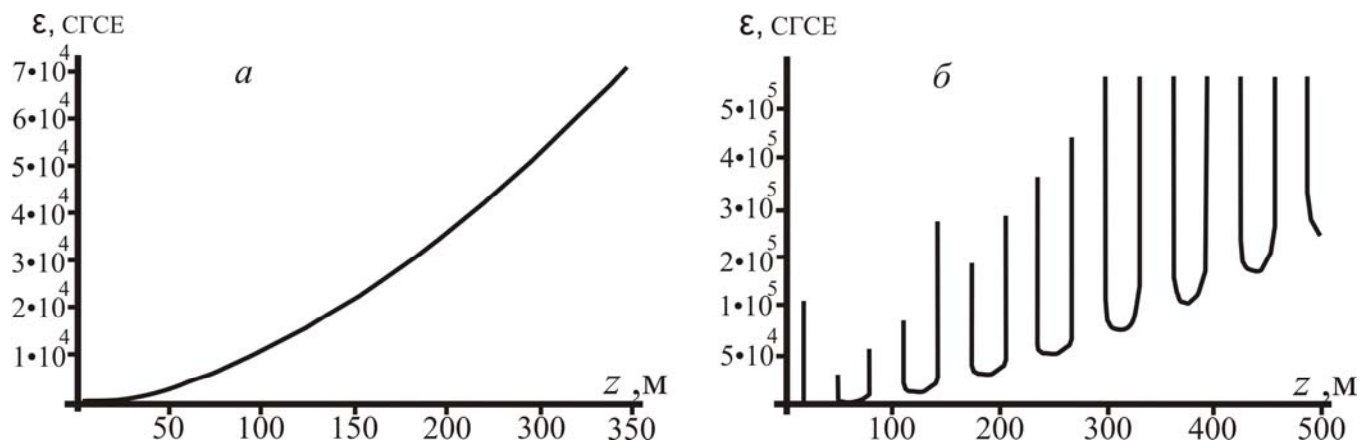


Рис. 8. Вертикальний хід дійсної (а) та уявної (б) просторової дисперсії діелектричної проникності ε .

Розглянемо динамічне узгодження діелектричної проникності ε , записавши рівняння Пуассона (2) у лагранжевій формі

$$L[\varphi, \nabla \varphi, \varepsilon] = \int \frac{1}{4\pi} \left(\frac{1}{2} \nabla \varphi \cdot \varepsilon \nabla \varphi - \rho \cosh \left(\frac{e\varphi}{k_B T \varepsilon} \right) \right) d^3 r, \quad (17)$$

де $\rho = en_0$ – середня концентрація вільних зарядів; e – заряд електрона, φ – потенціал, k_B – стала Больцмана, T – температура, ε – діелектрична проникність.

Зробивши варіювання виразу (17) за діелектричною проникністю $\delta L/\delta \varepsilon$ маємо:

$$\frac{1}{2} (\nabla \varphi)^2 - 4\pi \rho \sinh \left(\frac{e\varphi}{k_B T \varepsilon} \right) \left(\frac{e\varphi}{k_B T \varepsilon^2} \right) = 0. \quad (18)$$

Вираз (18) має ряд наближень поблизу особливої точки.

1. *Лінійне наближення.* Розклавши гіперболічний синус за параметром порядку $\psi = e\varphi/\varepsilon k_B T$ до лінійного члена за умови $\sinh(\psi) \leq 1$, отримаємо вираз для локальної діелектричної проникності:

$$\varepsilon = \left(\frac{(\nabla \varphi)^2}{\varphi} \right)^{2/3} \sqrt[3]{\frac{8\pi\rho_0}{\varphi_0^2}}, \quad \varphi_0 = \frac{k_B T}{e}. \quad (19)$$

2. *Кубічне наближення.* Розклавши гіперболічний синус за параметром порядку ψ до лінійного члена за умови $\sinh(\psi) \geq 1$, отримаємо:

$$\varepsilon = \left(\frac{(\nabla \varphi)}{\varphi} \right)^{3/5} \sqrt[5]{\frac{8\pi\rho_0}{\varphi^3}}.$$

На рис. 9 показано розрахунок діелектричної проникності, виконаний за результатами модельного (19) і двоточкового дипольного (14) наближення за спостереженими даними до висоти 6 км.

В нашому випадку величини діелектричного відгуку середовища $10^5 - 10^7$ СГСЕ можна усвідомити, якщо за базисну взяти ізотопну екстраполяцію для протонної поляризації водяних кластерів поблизу критичної точки, що становить $10^3 - 10^4$ СГСЕ [Вул, 1946]. У некритичних точках $\varepsilon \sim 100$ СГСЕ, а для різних форм води і льоду $\varepsilon \sim 78 \div 87$ [Таблицы ..., 1976]. Поведінка незв'язаних електронів відповідає моделі аномальної дисперсності металів [Соколов, 1961].

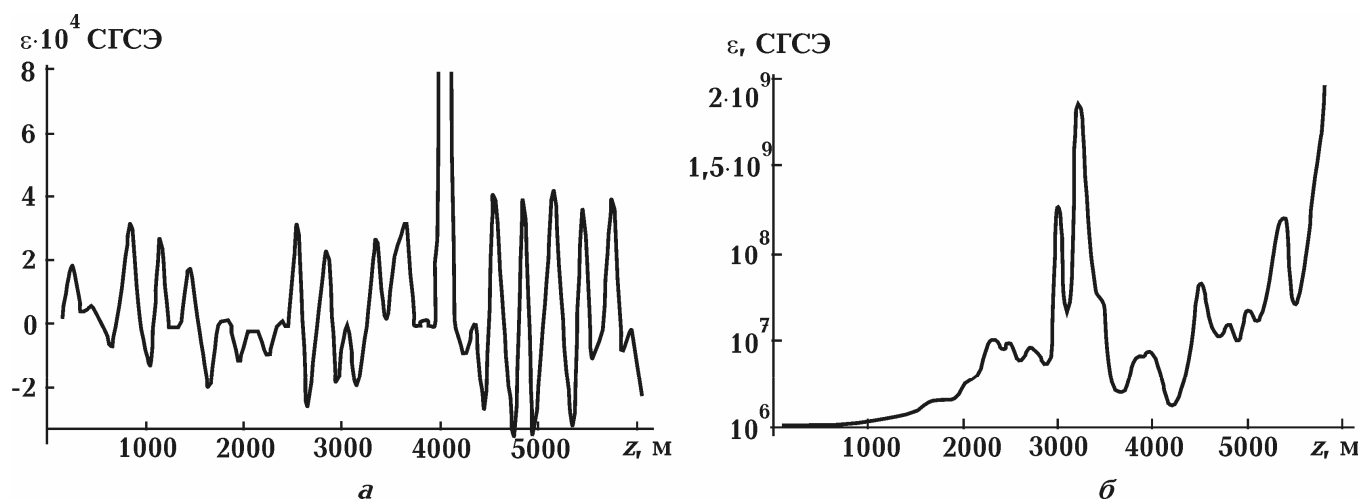


Рис. 9. Двоточковий (а) і аналітичний (б) розрахунок діелектричної константи ε .

Відомо, що поблизу критичної точки флуктуації подібні для різних фізико-хімічних систем (критерій подібності) [Вул, 1946]. Таким чином, ми маємо справу із масивним нелінійним скалярним полем поблизу критичної точки за типом структурного фазового переходу. Аномальні флуктуації виступають тут як аналог критичної опалесценції у теорії структурних фазових переходів першого роду. Такі точки на фазових діаграмах характеризуються надчутливістю або розвиненими флуктуаціями. Для кулонівської холодної плазми перехід до стратифікованого стану широко відомий у дослідженнях з газового розряду [Sukhinin, Fedoseev, 2006]. Зазначимо, що стратифікація відбувається у поляризаційній таунсендівській області і включає зміни, пов'язані власне з ε . Це явище спонтанної поляризації на фоні м'якої гравітаційної моди ($\lambda \sim 4,5 \div 8$ км) і становить сутність стратифікації водяної пари в атмосфері Землі. Таким чином, зміна глобальної структури стратифікації електричного поля неминуче призведе до зміни глобального перерозподілу хмар.

У **шостому розділі** на основі чисельного моделювання досліджується вплив електричного поля на ефективність зіткнення заряджених крапель як одного з механізмів різкого збільшення опадів. Отримано оцінки зміни мікрофізичних характеристик хмарності без, та з урахування електричних сил.

Для моделювання еволюції мезомасштабних хмарних утворень у часі і просторі використовується система інтегродиференціальних рівнянь, яка описує динаміку і термодинаміку атмосфери, а також розподіл хмарних частинок за розмірами. Система включає в себе рівняння руху повітря, нерозривності, рівняння для температури і вологості, кінетичні рівняння для функцій розподілу хмарних частинок і частинок опадів за розмірами. Мікрофізична частина формувалась шляхом нуклеації пари на ядрах конденсації і льодоутворення з подальшим зростанням (випаровуванням) частинок. Включались процеси замерзання крапель, озернення кристалів, коагуляції великих крапель з дрібними та ін. Система основних рівнянь наведена у монографії [Пірнач, 2008]. Нижче наведено тільки ті рівняння, які відображають мікрофізичні процеси у хмарах, та використовуються для розрахунків об'ємного заряду.

Рівняння які описують функцію розподілу крапель за розмірами мають вигляд [Пірнач, 2008]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + (\omega - v_r) \frac{\partial f}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial r}(r f) = k_T \frac{\partial^2 f}{\partial z^2},$$

$$\frac{df_1}{dt} = -\frac{\partial}{\partial r}(\dot{r}_1 f_1) + \frac{v_1}{G_0} \frac{\partial f_1}{\partial z} + I_a - I_{f1} - (c_{21} + c_{31}) f_1 + \Delta f_1,$$

$$\frac{df_2}{dt} = -\frac{\partial}{\partial r}(\dot{r}_2 f_2) + \frac{v_2}{G_0} \frac{\partial f_2}{\partial z} - I_{f2} - \frac{\partial}{\partial r}(\dot{r}_{c_{21}} f_2) + \Delta f_2, \quad (20)$$

$$\frac{df_3}{dt} = -\frac{\partial}{\partial r}(\dot{r}_3 f_3) + \frac{v_3}{G_0} \frac{\partial f_3}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial r}(\dot{r}_{c_{31}} f_3) + I_s + I_{f1} + I_{f2} + \Delta f_2,$$

де t – час; f_i – функції розподілу хмарних крапель за розмірами; $i = 1$ – дрібні краплі, $i = 2$ – дощові краплі, $i = 3$ – кристали; r – радіуси частинок; \dot{r} – похідна за часом від розміру краплі; \dot{r}_i – швидкості зростання окремих частинок шляхом конденсації; $\dot{r}_{c_{ik}}$ – швидкості зростання окремої частинки шляхом злиття (коагуляції) хмарних частинок з частинками опадів ($i = 2,3$; $k=1$); c_{nl} – кількість хмарних частинок, захоплених частинками опадів ($n = 2,3$); v_i – швидкість падіння частинок; I_a , I_s , I_{fi} – швидкості утворення крапель на ядрах конденсації, кристалів на ядрах льодоутворення і замерзання крапель відповідно; G_0 – орографічний множник переходу від прямокутної вертикальної координати до орографічної; f – питома функція розподілу крапель за розмірами, ω – вертикальна швидкість, k_T – коефіцієнт турбулентності, взятий як стала, z – висота.

Знаючи розподіл крапель за розмірами, можна знайти об'ємні заряди, розташовані у хмарі. Рівняння для об'ємних зарядів запишемо у вигляді [Белый, 2016; Белый, Шпиг, 2016]

$$q_+ = b_1 \int_0^{\infty} r f_i(r) dr, \quad q_- = b_2 \int_0^{\infty} r f_i(r) dr, \quad (21)$$

де b_1 , b_2 – коефіцієнти пропорційності; f_i – функції розподілу хмарних крапель за розмірами (20). Для великих частинок $r \geq 150$ мкм коефіцієнт b змінюється в межах

10^{-10} – 10^{-8} Кл/г [Красногорская, 1972], для частинок $50 \leq r \leq 150$ мкм – у межах 10^{-12} – 10^{-10} Кл/г [Pruppacher, Klett, 2010].

Після того, як на кожному часовому кроці отримані значення об'ємних зарядів за виразами (21), розраховується потенціал створюваного ними електричного поля. У декартовій системі координат рівняння Пуассона запишемо у вигляді

$$\frac{\partial^2 U(x, y, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U(x, y, z)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U(x, y, z)}{\partial z^2} = -\frac{\rho(x, y, z)}{\varepsilon_0}. \quad (22)$$

Розв'язок рівняння (22) шукається за допомогою триточкової різницевої апроксимації:

$$U_{i,j,k} = \frac{\rho_{i,j,k} + \frac{U_{i+1,j,k} + U_{i-1,j,k}}{h_x^2} + \frac{U_{i,j+1,k} + U_{i,j-1,k}}{h_y^2} + \frac{U_{i,j,k+1} + U_{i,j,k-1}}{h_z^2}}{2\left(\frac{1}{h_x^2} + \frac{1}{h_y^2} + \frac{1}{h_z^2}\right)} + \delta(h),$$

де ε_0 – діелектрична стала вакууму; ρ – густина об'ємних зарядів; U – потенціал; $\delta(h)$ – помилка різницевої апроксимації рівняння Пуассона. Змінні i, j, k позначають номер вузла на осях x, y, z .

Напруженість електричного поля $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ у точці (\mathbf{r}) , яке зумовлена зарядами $\rho(x, y, z)$, розміщеними у просторі хмари, визначається як градієнт потенціалу за формулою

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\left(\mathbf{n}_x \frac{\partial U(x, y, z)}{\partial x} + \mathbf{n}_y \frac{\partial U(x, y, z)}{\partial y} + \mathbf{n}_z \frac{\partial U(x, y, z)}{\partial z} \right).$$

Значення напруженості електричного поля враховуються при визначенні коефіцієнтів коагуляції відповідно до теоретичних і експериментальних залежностей.

Для оцінки впливу електричного поля на коагуляцію хмарних частинок був проведений чисельний експеримент з моделювання утворення опадів на прикладі 9 серпня 2002 року у східній частині Криму, оскільки суми опадів сягали катастрофічних значень і визначалися не тривалим (облогові) випадінням опадів, а окремими короткочасними існуючими конвективними утвореннями з сильними зливами. Цей випадок є цікавим для дослідження електричної коагуляції у зв'язку з тим, що утворення потужної конвективної системи відбувалось у зафронтальній зоні і перешкодило подальшому розвитку інших конвективних осередків.

На рис. 10 зображено вертикальний розподіл концентрацію хмарних кристалів та водності, температури і вертикальних рухів для нормальних умов (рис.10, а), та з урахуванням електричної коагуляції. Вертикальні розрізи виконані в широтному напрямку вздовж координати $y = 10$ км.

Електрична коагуляція мала значний вплив на розподіл мікрофізичних характеристик конвективної хмари. Мало місце розширення області рідкокрапельної частини хмари і власне значень водності. Так, на рис. 10, а максимальні значення

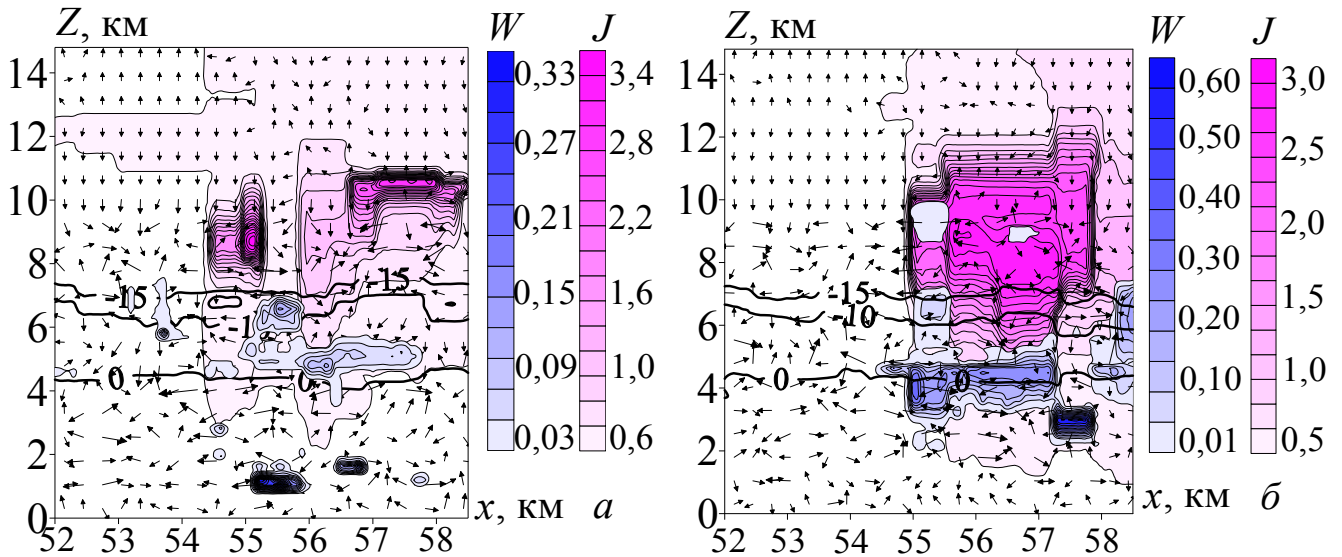


Рис. 10. Вертикальний розподіл хмарності через 1 год з початку її еволюції: *а* – нормальні умови розвитку; *б* – розвиток з урахуванням електричної коагуляції. W – вологість, г/кг, J – концентрації кристалів, 10^3 /г, Температура T , °C, зображена за допомогою ізоліній, вертикальні рухи ω у межах області моделювання зображені стрілочками.

вологісті досягали 0,32 г/кг, а на рис. 10,б – збільшилися майже вдвічі — до 0,63 г/кг. Було отримано зменшення нижньої межі хмарності, потужності шару рідкокрапельної вологи і її перерозподіл у просторі.

Просторовий розподіл крижаних кристалів також зазнав змін. Формувалась єдина потужна структура великої вертикальної протяжності, на противагу результатам розрахунків, отриманим без урахування електричних процесів (див. рис. 10, *а*), а також зменшувалась нижня межа наявності кристалів (див. рис. 11,б). Одночасно було визначено зменшення максимальних значень концентрації кристалів: від порядку $3,6 \cdot 10^3$ 1/г до $3,1 \cdot 10^3$ 1/г.

Зміни, які відбувались у перерозподілі та інтенсивності опадів, наведені на рис.11.

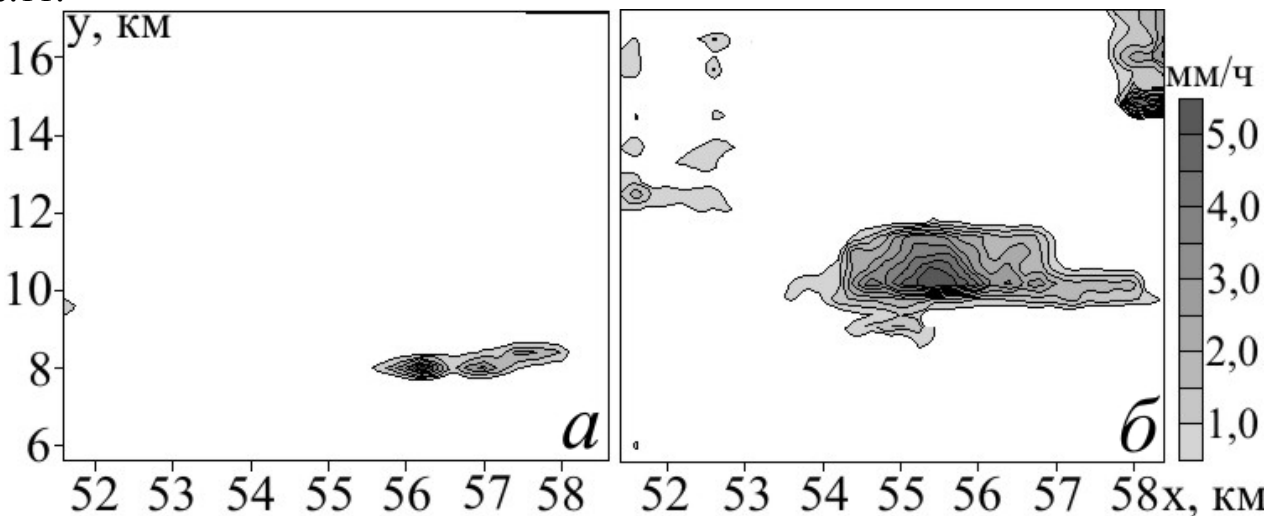


Рис. 11. Змодельовані інтенсивності опадів без врахування (*а*) і з врахуванням (*б*) електричної коагуляції.

Згідно з результатами чисельних експериментів врахування електричної коагуляції якісно наближає результати до реальних атмосферних процесів, що проявляється у зменшенні часу адаптації моделі за допомогою факту наявності / відсутності опадів у початковий період розрахунків. Крім цього, подібно до врахування орографії, врахування електричної коагуляції тягне за собою збільшення значень інтенсивності опадів і перерозподіл їх випадіння у просторі.

ВИСНОВКИ

Дана дисертація є самостійною закінченою роботою, яка розв'язує важливу наукову та прикладну задачу впливу електричного поля Землі на мікрофізичні та електричні процеси в хмарах. Для цього запропоновано та досліджено за допомогою одновимірного та тривимірного моделювання роль електричних сил в процесах розвитку і розпаду хмар, електричних характеристик атмосфери та глобальну вертикальну стратифікацію водяної пари та хмарності в електричному полі. Для виконання цієї задачі були систематизовані та оцифровані унікальні експериментальні дані літакового зондування атмосфери (напруженість електричного поля на різних висотах, характеристики хмар з висотою) впродовж 1957–1965 рр.

Основні результати роботи є наступними:

1. Вперше розроблено аналітичну модель середнього самоузгодженого електричного поля атмосфери, яка описує стратифікацію зарядженої підсистеми і хмарного аерозолу в електричному та гравітаційному полях:

– модель представлена розв'язком нелінійного рівняння Пуассона, який істотно залежить від граничних умов на поверхні Землі, а саме, від збурення приземного локального електростатичного поля від джерел геофізичних процесів. Отримано загальний, а у наближенні сталих коефіцієнтів – точний розв'язок рівняння Пуассона у вигляді еліптичного синуса Якобі.

– ступеневе розкладання рівняння Пуассона за безрозмірним параметром призводить до кубічного рівняння з перевизначеними константами, при врахуванні поляризації, яке описує в атмосфері структурні фазові переходи першого роду.

– у одновимірному випадку (лінійне наближення) рівняння Пуассона зводиться до рівняння другого порядку, де базовими функціями є функції Ейрі, яке дає характерний вертикальний хід потенціалу електричного поля для важких іонів що добре узгоджується з експериментом.

– у межах нелінійної моделі середнього самоузгодженого електричного поля запропоновано механізм стратифікації зарядженої підсистеми атмосфери шляхом введення в тензор напружень електричного поля поляризаційних добавок і динамічної діелектричної проникності.

2. Доведено на основі статистичного аналізу даних літакового зондування атмосфери сезонну стійкість градієнта напруженості електричного поля E_z з висотою, яка становить 18–22 повних коливань. При зміні сезону року кількість повних коливань E_z варіюється як у менший, так і у більший бік, шляхом об'єднання або дроблення екстремумів на різних висотних горизонтах, зберігаючи квазістаціонарну структуру. Вона зумовлює стабільність стратифікації водяної пари

у вертикальному електричному полі, що, по суті, формує стабільність глобальної вертикальної стратифікації хмарності електричним полем атмосфери. Залежність між екстремумами висоти н.м. хмар від рівноважних точок градієнта E_z має високий коефіцієнт кореляції ($R > 0,8$). Таким чином, вертикальне електричне поле формує стратифікацію нейтральної та зарядженої підсистеми атмосфери і виступає як кліматична характеристика глобальної атмосфери.

3. Вперше досліджено вертикальний розподіл н.м. хмар в період активного та спокійного Сонця. За допомогою статистично аналізу достовірно підтверджена істотна нерівномірність розподілу н.м. хмарності по горизонтах у різні періоди сонячної активності. Отримано геометричні оцінки площі радіаційних перерізів для молекул стандартної атмосфери та конденсованої фази (хмарні аерозолі). Показано, що разом з сухою атмосферою конденсована фаза дає порівнянний вклад в електростатику хмари шляхом збільшення площі перерізу іонізації за рахунок укрупнення крапель, оскільки шлях пробігу радіаційної частинки у конденсованій фазі буде більшим, ніж у сухій атмосфері. Залежно від співвідношення інтенсивності іонізації відбувається перерозподіл хмарного аерозолу в стратифікованому електричному полі атмосфери, типи хмар виділяються шляхом перерозподілу крапель.

4. Вперше отримано аналітичне рівняння динамічної діелектричної проникності $\epsilon(r)$ як функції локального потенціалу і градієнта потенціалу електричного поля:

В лінійному наближенні дифузійне рівняння діелектричної проникності описується W-функцією Ламберта. Перехід до комплексного рівняння $\epsilon(r)$ означає додавання дисипативних множників до різниці фаз елементарного осцилятора або, навпаки, додавання фазових множників до больцманівської експоненти. На основі цього розраховано серію мультиплікативних поправок до больцманівського фактора ймовірності, де введено перевизначений термічний потенціал електрона, який враховує ϵ . В екстремумах електричного поля діелектрична проникність досягає максимальних значень.

Таким чином, врахування динамічної ϵ в моделі електричного поля призводить до масштабування атмосфери наступними ефектами: а) великі значення $\epsilon \sim 10^5 - 10^6$ прямо пов'язуються з процесами іонізації в атмосфері швидкими частинками, створюючи збуджені та рідбергівські атоми і молекули; б) середні значення $\epsilon \sim 10^3 - 10^4$ – з глобальною хвилею поляризації теплових електронів в гравітаційному полі; в) маленькі значення $\epsilon \sim 10 - 10^2$ – з колективними нелінійними плазмовими модами (брізерні рішення), та іонно-звуковими коливаннями нелінійного резонансу.

5. Вперше розроблено електричний блок тривимірної моделі фізики хмар для чисельного моделювання катастрофічних опадів, пов'язаних з електричною коагуляцією. Доведено вплив електричного поля на ефективність зіткнення заряджених крапель як одного з механізмів різкого збільшення опадів за рахунок швидкого утворення ядер конденсації. Проведено ряд чисельних моделювань із дослідження взаємозв'язку мікрофізичних характеристик і електричних процесів у хмарах, та досліджено механізм зворотного зв'язку між укрупненням частинок у хмарі і зростанням об'ємного заряду. Показана присутність широких площ позитивних об'ємних зарядів у верхній частині хмарності і смуг від'ємних зарядів у нижній шарі, що добре узгоджується з існуючими експериментальними

результатами. Просторово-часовий розподіл визначається мікрофізичними особливостями хмарності, та її еволюцією. Як правило зі збільшенням потужності хмари, збільшується її електрична неоднорідність.

СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. **Белый Т.А.** Сферические функции и мультиполи при описании термодинамической системы планетарной атмосферы. *Геофизический журнал*. 2006. Т. 28, №6. С. 120–127.
2. **Белый Т.А.** Спектральный аналог уравнения баланса энтропии планетарной атмосферы. *Доклады НАН Украины*. 2006. № 9. С. 124–131.
3. **Белый Т.А.** Локальное уравнение баланса энтропии и трансформация энергии внутри термодинамического континуума на примере скорости перестройки тензора деформации. *Труды УкрНИГМИ*. 2006. Вып. 255. С.57–69.
4. **Белый Т.А.** О корреляции модуля индукции магнитного поля Земли (В) с атмосферным давлением. *Геофизический журнал*. 2009. Т. 31, №2. С. 122–129.
5. **Белый Т.А., Пирнач А.М.** Численное моделирование сильных осадков в Прикарпатье. *Доповіді НАН України*. 2009, № 10. С. 115–121.
6. **Белый Т.А., Пирнач А.М., Дударь С.М.** Численные исследования влияния различных механизмов осадкообразования на эволюцию мезомасштабных облачных образований обусловивших сильные осадки в Карпатах 21–29 июля 2008 г. *Геофизический журнал*. 2009. Т. 31, №6. С. 107–123.
7. **Белый Т.А., Пирнач А.М.** Связь энтропии с эволюцией облачности и осадков. *Геофизический журнал*. 2010. Т. 32, №6. С. 159–168.
8. **Пирнач Г.М., Белый Т.А., Дудар С.М.** Чисельні дослідження хмарних утворень, які спричинили катастрофічні опади у Прикарпатті. *Наукові праці УкрНДГМІ*. 2010. Вип. 259. С. 5–24.
9. **Пирнач Г.М., Білий Т.А.** Еволюція конвективних хмарних утворень під час паводків у Криму. *Наукові праці УкрНДГМІ*. 2011. Вип. 260. С. 5–28.
10. **Белый Т.А., Пирнач А.М.** Динамика облачности над геологическими активными зонами Украины: диагностическое и прогностическое моделирование, приземные и спутниковые наблюдения. *Геофизический журнал*. 2012. Т. 34, №1. С. 115–128
11. **Пирнач Г.М., Белый Т.А.,** Динамика облачности во время землетрясения. *Наукові праці УкрНДГМІ*. 2012. Вип. 262. С. 3–9.
12. **Белый Т.А., Зеленин Ю.А.** Об ионной и электростатической природе активации линейных облачных аномалий над сейсмически активными зонами. *Геофизический журнал*. 2012. Т. 34, №3. С. 145–154.
13. **Белый Т.А.** Формирование стратификации облаков электрическим полем. *Доповіді НАН України*. 2013, № 2. С. 82–86.
14. **Белый Т.А., Зеленин Ю.А.** Электростатическая стратификация глобальной облачной системы самосогласованным полем метастабильной электронно-ионной подсистемы атмосферы. *Геофизический журнал*. 2013. Т. 35, №2. С. 111–126.

15. **Белый Т.А., Зеленин Ю.А.** Аналитическое исследование природы соответствия электростатической и облачной стратификации атмосферы. *Геофизический журнал*. 2013. Т. 35, №4. С. 140–153.
16. **Белый Т.А., Зеленин Ю.А.** Диэлектрические функции поляризации тепловых электронов сухой атмосферы. *Геофизический журнал*. 2014. Т. 36, № 5. С. 91–117.
17. **Белый Т.А.** Численное моделирование распределения плотности электрических зарядов в фронтальных облаках. *Геоинформатика*. 2016, №2(58). С. 52–59.
18. **Белый Т.А., Шпиг В.М.** Численное моделирование микрофизических и электрических характеристик конвективных облаков. *Геоинформатика*. 2016, №3(59). С.38–46.
19. **Белый Т.А.** Морфологическая стратификация облаков электрическим полем атмосферы в периоды активного и спокойного солнца. *Известия Томского политехнического университета. Инжиниринг георесурсов*. 2016. Т. 327, №.9. С. 57–70.
20. **Белый Т.А., Зеленин Ю.А.** Вертикальная стратификация возбужденных молекул в нижней стратосфере согласованным электрическим полем. *Оптика атмосферы и океана*. 2017. Т. 30, № 1. С. 72–81. DOI: 10.15372/AOO20170110

АНОТАЦІЯ

Білий Т.А. Вплив електричного поля Землі на електричні та мікрофізичні процеси в атмосфері. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук за спеціальністю 04.00.22 – геофізика (103 – Науки про Землю). – Інститут геофізики ім. С.І. Субботіна НАН України, Київ, 2018.

Дисертаційна робота виконана з метою вивчення впливу варіацій приземного електричного поля атмосфери на мікрофізичні процеси в хмарах та умови їх стратифікації, формування опадів та снігопадів на основі побудови, розрахунку та аналізу одновимірних та тривимірних моделей фізики та електрики хмар.

Модель представлена розв'язком нелінійного рівняння Пуассона, який істотно залежить від граничних умов на поверхні Землі, а саме, від збурення приземного локального електростатичного поля від джерел геофізичних процесів. Вперше для вивчення поляризації електрон-іонної підсистеми атмосфери у полі сили тяжіння розроблено лінійний аналог рівняння Пуассона, де базовими функціями є функції Ейрі, який суттєво відрізняється від класичного наближення Дебая. Показано, що врахування динамічної діелектричної проникності призводить до появи стратифікованих областей в атмосфері. Для гідродинамічних систем розглянуто самоузгоджене (бездифузійне) переміщення хмари в горизонтальному напрямку, а також глобальну стратифікацію та перенесення водяної пари.

Вперше отримано аналітичне рівняння динамічної діелектричної проникності $\epsilon(r)$ як функції локального потенціалу і градієнта потенціалу. Розраховано серію

мультиплікативних поправок до бoльцманівського фактора ймовірності, де введено перевизначений термічний потенціал потенціал електрона, що узгоджує модель з експериментальними даними та призводить до стійкості рішення при масштабуванні атмосферних процесів.

Розроблено електричний блок тривимірної моделі фізики хмар для чисельного моделювання катастрофічних опадів, пов'язаних з електричною коагуляцією.

Ключові слова: атмосферна електрика, фізика хмар, розряди в атмосфері, математичне моделювання, стратифікація, іонізація, сонячна активність, клімат.

ANNOTATION

Bilyi T.A. Influence of the Earth's electric field on the electrical and microphysical processes in the atmosphere. – Qualifying scientific work on the rights of manuscript.

Thesis for a doctor's degree in physical and mathematical sciences, specialty 04.00.22 – geophysics. – Institute of Geophysics, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, 2018.

This thesis is devoted to study the influence of the electric field of the atmosphere on the microphysical processes in clouds and conditions of their stratification, formation of precipitation and snowfall on the basis of developing, calculating and analyzing one-dimensional and three-dimensional models physic and electric cloud.

A model is based on the solution of the nonlinear Poisson's equation which strongly depends on the boundary conditions on the Earth's surface, namely, on the perturbation of the surface local electrostatic field. For the first time, a linear analogue of the Poisson's equation is developed for studying polarization of the electron-ion subsystem of the atmosphere in a gravitational field. Here the basic functions are the Airy functions, which differs significantly from the classical Debye approximation. It is shown that taking into account the dynamic permeability leads to the appearance of stratified atmospheric regions. For hydrodynamic systems it is considered self-consistent (without diffusion) movement of the cloud in a horizontal direction as well as global stratification and transport of water vapour.

For the first time, an analytical equation of dynamic dielectric permeability $\varepsilon(r)$ is developed as a function of local potential and potential gradient. A series of multiplicative corrections is calculated for the Boltzmann probability factor where a redefined thermal potential of the electron is introduced that agrees the model with experimental data and leads to the stability of the solution in scaling atmospheric processes.

An electric block of a three-dimensional model of cloud physics is developed for numerical simulation of catastrophic precipitation associated with electrical coagulation.

Key words: Atmospheric electricity, physics of clouds, atmospheric discharges, mathematical modeling, stratification, ionization, solar activity, climate.

АННОТАЦИЯ

Белый Т.А. Влияние электрического поля Земли на электрические и микрофизические процессы в атмосфере. – Квалификационная научная работа на правах рукописи.

Диссертация на соискание ученой степени доктора физико–математических наук по специальности 04.00.22 – геофизика (103 – Науки о земле). – Институт геофизики им. С.И. Субботина НАН Украины, Киев, 2018.

Диссертационная работа выполнена с целью изучения влияния вариаций приземного электрического поля атмосферы на микрофизические процессы в облаках и условия их стратификации, формирования осадков и снегопадов на основе построения, расчета и анализа одномерных и трехмерных моделей физики и электрики облаков.

Модель представлена решением нелинейного уравнения Пуассона, которое существенно зависит от граничных условий на поверхности Земли, а именно, от возмущения приземного локального электрического поля от источников геофизических процессов в Земле. В рамках нелинейной модели получен механизм стратификации заряженной подсистемы атмосферы в горизонтальных слоях путем введения в больцмановский фактор поляризационных добавок и динамической диэлектрической проницаемости.

Впервые для изучения поляризации электрон-ионной подсистемы атмосферы в поле силы тяжести получен линейный аналог уравнения Пуассона (где базовыми функциями являются функции Эйри), который существенно отличается от классического приближения Дебая. Показано, что учет динамической диэлектрической проницаемости приводит к появлению стратифицированных областей в атмосфере. Для гидродинамических систем рассмотрено самосогласованное (бездиффузионное) перемещение облака в горизонтальном направлении, а также глобальную стратификацию и перенос водяного пара.

Впервые получено аналитическое уравнение динамической диэлектрической проницаемости $\varepsilon(r)$ как функции локального потенциала и градиента потенциала электрического поля. Рассчитаны мультипликативные поправки к больцмановскому фактору вероятности, в результате чего введен переопределенный термический потенциал электрона. Это позволяет согласовывать модель с экспериментальными данными, что приводит к устойчивости решения при масштабировании атмосферных процессов.

На основе статистического анализа данных самолетного зондирования впервые исследовано вертикальное распределение нижней границы облаков в период активного и спокойного Солнца и получены геометрические оценки площади радиационных сечений для молекул и облачного аэрозоля. Показано, что в зависимости от соотношения интенсивности ионизации происходит перераспределение облачного аэрозоля в стратифицированном электрическом поле атмосферы, типы облачности выделяются путем перераспределения капель. Рассчитаны корреляционные зависимости между экстремумами высоты образования нижней границы облачности с локальными равновесными точками градиента

напряженности поля. Показано, что вертикальное электрическое поле формирует стратификацию нейтральной и заряженной подсистем атмосферы и выступает как глобальная климатическая характеристика переноса водяного пара.

Впервые разработан электрический блок трехмерной модели фронтальной облачности для математического моделирования катастрофических осадков, связанных с электрической коагуляцией. Проведено численное моделирование по исследованию взаимосвязи между микрофизическими и электрическими процессами в облаках, и получен механизм обратной связи между укрупнением частиц в облаке и ростом объемного заряда. Показано влияние электрического поля на эффективность столкновения заряженных капель как одного из механизмов резкого увеличения осадков за счет быстрого образования ядер конденсации.

Ключевые слова: атмосферное электричество, физика облаков, разряды в атмосфере, математическое моделирование, стратификация, ионизация, солнечная активность, климат.