

# Про незвичайні властивості діелектричної проникності електричного поля вільної атмосфери

*Т.А. Білий, 2021*

Інститут геофізики ім. С.І. Субботіна НАН України, Київ, Україна

Надійшла 11 березня 2021 р.

За допомогою експериментальних даних вертикального розподілення напруженості електричного поля атмосфери, вирішується прикладна задача підгонки констант в моделі середнього самоузгодженого електричного поля. Модель базується на нелінійному рівнянні Пуассона. Такий підхід не є тривіальним, тому що в метеорології загальновідомі інтерполяційні експоненціальні залежності, які описують емпіричні розподіли напруженості електричного поля, щільність об'ємного заряду і провідності з висотою, не зовсім коректно відтворюють стійку стратифікацію електричного поля. Оскільки літакові виміри робляться в природному середовищі, втрачається діелектрична константа, що призводить до занижених значень електрон-іонної концентрації. Це відбувається внаслідок того, що потенціал *insitu* екранований і теорема Гауса для нього не виконується, а якщо і виконується, то для радіусу сфери Гауса менше радіусу екранування Дебая. Для сфери Гауса великих розмірів експериментально визначається тільки пристінкова частина до електрометру, а екранована (внутрішня) частина не робить внесок у потік поля через поверхню динамічним екрануванням електрона. Величина екранування електронів у повітрі є дуже великою через динамічну поляризованість середовища і складається з двох частин — Дебайівської та іонно-плазмової сфер екранування. Це в свою чергу вимагає перевизначення діелектричної константи для коректного відтворення натурних вимірювань. Таким чином, верифікація діелектричної константи проведе на різних експериментальних даних, а її значення лежать в тих же межах, що і значення, отримані за класичними співвідношенням Пенна, Дебая і Ландау.

**Ключові слова:** Атмосферна електрика, діелектрична проникність, збуджені атоми і молекули.

**Вступ.** Електричне поле атмосфери (напруженість і його потенціал) істотно залежить від розподілу провідності атмосфери, а отже, метеорологічних факторів, таких як хмари, опади, запилення атмосфери, іонізація та ін. Для стандартної атмосфери барометричний розподіл не містить спостережувану стійку стратифікацію електричного поля з висотою, тому що використовуються напівемпіричні інтерполяційні експоненціальні залежності [Pruppacher, Klett, 2010, р. 793]. Натомість, прямі ракетні виміри [Брагин, Шамахов, 1969; Брагин и др., 1974] вертикальної напруженості електричного поля показують, що електричне поле вільної атмосфери на висотах 15—80 км здійснює від п'яти до десяти вертикальних коливань на кожні 2 км з

амплітудою напруженості електричного поля  $\pm 2$  В/м, зберігаючи характерні екстремуми повного колювання поля близько 1 км. Нижче 15 км [Stolzenburg et al., 2015] кожен екстремум електричного поля має тонку біфуркаційну структуру, типу подвоєння періоду, аж до флуктуаційного «частоколу». Наявність збуджених високополяризованих частинок  $O_2(^1\Delta_g)$  у стратосфері призводить до симбатної стратифікації нижньої стратосфери електричним полем, що добре узгоджується з даними [Дегтярев и др., 1981], де експериментально зареєстровані шари УФ-випромінювання в діапазоні довжин хвиль 1034—1118 Å.

Всі ці фактори потрібно враховувати, якщо ми будемо електричну модель, яка повинна коректно описувати взаємозв'яз-

зок між електричним полем, поляризацією атомів і молекул та хімічним станом атмосфери.

Стаття покликає розширити наше розуміння щодо радіаційного фону жорсткої компоненти сонячного випромінювання, яке вносить суттєвий вклад у величину молекулярної поляризуємості атмосфери як середньої законсервованої енергії у вигляді низькочастотних флуктуацій діелектричної проникності, а також у глобальну стратифікацію збудженої підсистеми атмосфери електричним полем.

Метою роботи є вивчення взаємозв'язку між електричним полем атмосфери та киснево-озонними циклами верхньої тропосфери і нижньої стратосфери, що дає можливість параметризації емпіричних сталих поляризаційної моделі електричного поля атмосфери.

При обробці більшості експериментальних спостережень атмосферної електрики з висотою використовується рівняння Пуассона—Больцмана з жорстко заданою правою частиною. Однак, якщо необхідно оцінити розділення зарядів, використовуючи статистику Больцмана, підставивши в експоненту характерні експериментальні значення, отримуємо дуже малу величину, яка не відповідає експерименту. Наприклад, для приземного шару при характерних значеннях  $\phi = 100$  В і  $T \approx 300$  К [Матеріали ..., 1963] маємо

$$\exp\left(-\frac{e\phi}{k_B T}\right) = \exp\left(-\frac{100}{0,025}\right) \approx 6,6 \cdot 10^{-1738},$$

де  $e$  — заряд електрона;  $\phi$  — потенціал;  $T$  — температура;  $k_B$  — стала Больцмана. Тоді для вільної атмосфери ( $z \geq 1500$  м) величина аргументу експоненти  $\exp(-z/H)$ , де  $H = k_B T / mg$  — висота однорідної атмосфери, буде настільки мала, що з фізичної точки зору не буде мати сенсу.

Для висот 10—15 км розгляд замість температури теплових молекул  $T$  ефективної температури збуджених молекул  $T^*$  частково вирішує проблему компенсації великої від'ємної величини больцманівського аргументу ( $k_B T^* \sim 100$  еВ), але для натурних

значень потенціалу  $V_{h=6000\text{ м}} = 100 \div 350$  кВ [Матеріали ..., 1963, 1974] він однаково залишається величиною з невисокими значеннями.

Внести поправку в больцманівський фактор можна введенням характерної величини діелектричного екранування заряду, яка повинна мати порядок  $\epsilon \sim 10^4 \div 10^5$  СГСЕ, щоб нівелювати занадто мале значення больцманівської експоненти. Такі значення  $\epsilon$  відповідають збільшенню потоку іонізуючих частинок від приземних  $1-1,5 \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2} \times \text{стер}^{-1}$  до  $25-27 \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{стер}^{-1}$  на висотах 12—15 км [Buchkov et al., 2010; Таблицы ..., 1976].

З огляду на зазначене вище, оцінювання просторової дисперсії діелектричної проникності  $\epsilon$  проводиться в наближенні поляризаційного диполя з уявною діелектричною сталою, використовуючи праву частину самоузгодженого рівняння sh-Пуассона [Белый, Зеленин, 2013]:

$$\frac{d^2 \phi}{dz^2} = 4\pi \rho \text{sh}\left(\frac{e\phi}{\epsilon k_B T}\right), \quad (1)$$

де  $\phi$  — потенціал;  $k_B$  — стала Больцмана;  $T$  — температура;  $e$  — заряд електрона;  $\rho$  — щільність об'ємного заряду на заданій висоті;  $\epsilon$  — діелектрична проникність.

Рівняння (1) розв'язується прямим способом в наближенні активного середовища та враховує чисельну стійкість величини середнього геометричного позитивних та негативних іонів ( $\rho_0 = \sqrt{n_+ n_-} = 580 \text{ см}^{-3}$ ) за даними вертикального зондування атмосфери [Матеріали ..., 1963, 1974]. Методика обчислення  $\epsilon$  полягає у складанні двох рівнянь від комплексної правої частини рівняння sh-Пуассона для ефективних імпедансів  $\epsilon^*$ ,  $\eta^*$  глобального електричного кола атмосфери на двох ковзних експериментальних точках 1 і 2, що є аналогом найпростішої оцінки  $(\phi_1, \rho_1)$ ,  $(\phi_2, \rho_2)$ . Детально метод викладено у праці [Белый, Зеленин, 2014], у цій статті обмежимося лише основними рівняннями для розрахунку

$$\rho_1 = 4\pi \rho_0 \text{sh}\left(\frac{\phi_1}{\phi_0} \frac{1}{\epsilon^*}\right) \cos\left(\frac{\phi_1}{\phi_0} \frac{1}{\eta^*}\right),$$

$$\rho_2 = 4\pi\rho_0 \operatorname{sh} \left( \frac{\varphi_2}{\varphi_0} \frac{1}{\varepsilon^*} \right) \cos \left( \frac{\varphi_2}{\varphi_0} \frac{1}{\eta^*} \right). \quad (2)$$

Робочі рівняння визначимо, виділяючи з виразу (2) частини, залежні тільки від  $\varepsilon$ , взявши  $\operatorname{arccos}$  від рівняння  $\varepsilon^*$ , і частини, залежні тільки від  $\eta$ , взявши  $\operatorname{arcsch}$  від  $\eta^*$ . Тоді вираз (2) запишемо в наступному вигляді:

$$\begin{aligned} & \operatorname{arcsch} \left( \frac{\rho_1}{\rho_0} \right) \operatorname{arcsch} \left( \cos \left( \frac{\varphi_2}{\varphi_0} \frac{1}{\eta^*} \right) \right) = \\ & = \frac{\varphi_1}{\varphi_2} \operatorname{arcsch} \left( \frac{\rho_2}{\rho_0} \right) \operatorname{arcsch} \left( \cos \left( \frac{\varphi_1}{\varphi_0} \frac{1}{\eta^*} \right) \right), \\ & \operatorname{arc} \cos \left( \frac{\rho_1}{\rho_0} \right) \operatorname{arc} \cos \left( \operatorname{sh} \left( \frac{\varphi_1}{\varphi_0} \frac{1}{\varepsilon^*} \right) \right) = \\ & = \frac{\varphi_1}{\varphi_2} \operatorname{arcsch} \left( \frac{\rho_2}{\rho_0} \right) \operatorname{arc} \cos \left( \operatorname{sh} \left( \frac{\varphi_2}{\varphi_0} \frac{1}{\varepsilon^*} \right) \right). \quad (3) \end{aligned}$$

Точність розв'язання системи (3) після виділення окремих рівнянь для  $\varepsilon^*$  і  $\eta^*$  становить  $10^{-13}$ — $10^{-16}$ .

Такий підхід дає можливість коректної модифікації больцманівського розподілу для масштабів від мікропольового до макропольового введенням ефективних комплексних показників в околі іонно-звукових коливань повного спектра дисперсійного співвідношення Ленгмюра.

**Киснево-азотний цикл і збуджена складова вільної атмосфери.** Радіаційно-збуджена підсистема атмосфери для висот  $h \geq 15$  км (початок озонового циклу) складається з: збуджених молекул метастабільного й атомарного кисню  $O^*$ ,  $O_3^*$ , азоту і оксидів  $N_2^*$ ,  $NO^*$ , а також оже-збуджених молекул [Демехин и др., 2008]. Час життя збуджених молекул становить від 2 до  $10^4$  с [Смирнов, 1982]. Такі молекули легко доіонізувати другим актом збудження зі значно меншою енергією, а оскільки збуджена компонента кисневого циклу є електронегативною, вона легко утворює від'ємні іони  $O^-$ ,  $O_2^-$ ,  $O_3^-$ , які ще легше поляризуються та взаємодіють з електронами. Рідбергівські та збуджені атоми й молекули характеризуються наявністю слабкозв'язаного електрона (з енергією порядку десятих частин

електрон-вольта і менше) і великими розмірами (сотні ангстремів і більше) [Голубков и др., 2011].

Молекули киснево-азотного циклу в атмосфері навіть в основному стані мають значну величину електронної спорідненості енергії електрона і від'ємного іона. Наприклад, для атомів  $O$ —1,46 еВ,  $O_3$ —2,89 еВ,  $O^-$ —0,3 ÷ 0,9 еВ,  $OH$ —1,73 еВ,  $H_2O$ —0,9 еВ,  $NO$ —3,2 еВ,  $O + 2e$ —6,76 еВ. При середніх молекулярних енергіях 0,5 еВ спорідненість електрона до молекулярного азоту становить  $N_2 < 0,02$  еВ, а для атома азоту  $N \sim 0,2 \div 0,69$  еВ [Таблицы ..., 1976]. Підвищений вміст кисневих молекул зумовлює середній хімічний потенціал електрона в діапазоні енергій від 0,5 до 1 еВ. Електронна спорідненість з атомом сильно залежить від стану збудження через підвищену поляризованість атомних станів. Відповідно до експериментальних даних [Chen et al., 1996], зменшення енергії іонізації на 3 еВ призводить до збільшення перерізу іонізації або реакції з утворенням ексимерів  $\sim 60$  ангстремів. Реакції йдуть через утворення комплексів  $XY^*$  ( $XY^-$ ) з великою кількістю переходів між перетинами молекулярних термів, поки система не релаксує в основний стан.

Переріз таких реакцій приблизно описується формулою Ландау—Зінера:

$$S = 2\pi r c^2 P(1 - P),$$

де  $P$ —вірогідність переходу в точку квазіперетину термів. При середніх перерізах реакцій атомів і малих молекул  $S \sim 10^{-15}$  см<sup>2</sup> перерізи збуджених атомів більше на п'ять порядків і становлять  $S \sim 10^{-11} \div 10^{-10}$  см<sup>2</sup>, що використовується для практичного розділення ізотопів [Бохан и др., 2010]. Умовою реакції з перенесенням збудження (чи електрона) є розмірне співвідношення  $Kn \approx 1/t^*$ , де час релаксації  $t^*$  становить  $10^{-7}$ — $10^{-6}$  с. Для атомів із забороненими переходами в основний стан (атомна флуоресценція)  $t^*$  має порядок від 1 мкс до 1 с. Отже, для малих концентрацій повільних і надповільних електронів реакції проходять з перерізами  $S \sim 10^{-11} \div 10^{-10}$  см<sup>2</sup> і виходом більше 10% [Илленберер, Смирнов, 1998].

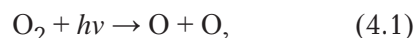
У газах при невеликих тисках (мала частота зіткнень) електрони за час гальмування значно віддаляються від материнських іонів, стають від них незалежними і можуть брати участь у різних хімічних реакціях. У рідинах довжина термалізації значно менша, ніж у газах, і електрон за час уповільнення часто не встигає вийти зі сфери дії кулонівського поля материнського іона і притягується до нього. При цьому відбувається рекомбінація. Відхід електрона зі сфери дії кулонівського поля материнського іона може статися у тому випадку, коли електрон віддаляється від нього на таку відстань  $r_k$  (критичний радіус або радіус Онзагера), де енергія кулонівської взаємодії менше або дорівнює енергії теплового руху молекул середовища:  $e^2/\epsilon r_k \approx k_B T$ , де  $\epsilon$  — діелектрична стала середовища,  $e$  — заряд електрона,  $r_k$  — критичний радіус,  $k_B$  — стала Больцмана,  $T$  — температура,  $k_B T \sim 0,025$  еВ.

Прикладом сенсibilізованої флуоресценції є світіння зеленої лінії атомарного кисню атмосфери. При такому процесі збуджена компонента атомарного кисню  $O^*$  не висвічує надлишок енергії в атомному переході за час  $t^* \sim 10^{-8}$  с, а передає його при зіткненні іншій молекулі або атому кисню  $O$ , які згодом випускають випромінювання.

Час збудженого стану молекул киснево-азотного циклу наведено у праці [Смирнов, 1982]. Він на багато порядків перевищує радіаційну ширину синглетних і триплетних переходів і достатній для накопичення надмірної внутрішньої енергії молекул киснево-азотного циклу в істотно більшій кількості, ніж кількість електронів розсіювання при адіабатичній іонізації, становлюючи  $10^3$ — $10^4$  см<sup>-3</sup> проти  $10^{10}$ — $10^{11}$  см<sup>-3</sup> збуджених кисневмісних молекул [Илленберер, Смирнов, 1998; Бохан и др., 2010].

Іонізація зі збудженого стану вимагає менших витрат на величину підйому енергії збудження, сильно збільшуючись пропорційно поляризованості рідбергівського атома  $\alpha^* = \alpha_0 n^7$  [Белый, Зеленин, 2014]:  $I^* = I - E^* - \hbar \omega_k$ , де  $\hbar \omega_k$  — коливальний квант;  $E^*$  — енергія збудження;  $I, I^*$  — іонізаційний потенціал основного і збудженого станів.

До процесів, що накопичують енергію збудження, належить процес фотопоглинання озону. Найочевиднішим результатом фотодисоціації  $O_2$  для стратосфери є утворення озонового шару з концентрацією в максимумі  $10^{12}$ — $10^{13}$  см<sup>-3</sup> [Brasseur, Solomon, 2005; Golubkov et al., 2012]. Цей шар називають озоносферою. Основні процеси, які призводять до його утворення, наступні [Мак-Ивен, Филипс, 1978]:



Можна зазначити, що при утворенні кожного моля озону за реакцією (4.2) вивільняється 100 кДж енергії, при руйнуванні кожного моля за реакцією (4.3) виділяється ще 390 кДж. Наприкінці циклу реакцій (4.1)—(4.4) в атмосферу виділяється велика кількість тепла, що і пояснює спостережуване в стратосфері зростання температури з висотою. Отже, кисневий цикл є основним механізмом для накопичення надмірної внутрішньої енергії середовища у вигляді атомно-молекулярної поляризації і накопичення сенсibilізованої середньої поляризації надмірного заряду.

Якщо звернутися до загального радіаційного балансу атмосфери, який становить 5 кал/(см<sup>2</sup> · хв), то на озоновий цикл доводиться 0,014 кал/(см<sup>2</sup> · хв), що відповідає  $9,33 \cdot 10^3$  ерг/(см<sup>2</sup> · с). Це на три порядки більше жорстких протонної або електронної інтенсивності, що становлять 10 ерг/(см<sup>2</sup> · с) або 0,3—1,0 ерг/(см<sup>2</sup> · с) на верхній межі тропосфери. Ці оцінки підтверджують існування ексайтсфери [Данилов, Власов, 1973] — сфери збуджених частинок киснево-азотного циклу, що проявляють електричну активність і поставляють рідбергівські електрони в загальне самоузгоджене поле атмосфери. Таким чином, електричне поле може моделювати перерозподіл метастабільних (збуджених) атомів і молекул між вертикальними шарами, формуючи локальні шари з їх надлишком. Це в свою чергу є найважливішою особливістю



аерономічних процесів, коли поява довгоіснуючих метастабільних атомів і молекул визначає напрямок розвитку того чи іншого ланцюга фотохімічних реакцій.

**Оцінювання діелектричної сталої за теоретичними та експериментальними даними.** Розгляд середнього самоузгодженого поля поляризаційної взаємодії слугує основою стратифікації ультрафіолетовим випромінюванням стратосфери і тропосфери [Белый, Зеленин, 2017]. Рідбергівські електрони становлять частину провідності і поляризації на висотах від 10 до 20 км. Отже, повну густину заряду необхідно розкласти на складові  $n = n_0 + n_{св}$ , де  $n_0$  — густина вільних електронів,  $n_{св}$  — густина зв'язаних електронів. У цьому основна відмінність системи електронів у щільному газі від класичної плазми. Така система може самополяризуватися під дією наднизькочастотних флуктуацій густини електронів [Флуктуации ..., 1972] з різними частотами шуманівських резонансів від 0,01 до 1 Гц. За цих умов спостерігаються надвеликі значення діелектричного відгуку, що становить квадрат плазмової частоти Дебая:

$$\varepsilon = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad \text{чи} \quad \varepsilon = \frac{\omega_p^2}{\omega^2 (\omega + i/t_T)}$$

де  $t_T$  — час релаксації електрона в моделі Дебая (у загальному випадку час термалізації електрона). Підставивши характерні величини плазмових частот, залежних від концентрації електронів ( $\omega_p \sim 10^5 \div 10^6$  Гц при  $n_e \sim 10^4 \div 10^5$  см<sup>-3</sup>;  $\omega_p \sim 10^4 \div 10^5$  Гц при  $n_e \sim 10 \div 10^3$  см<sup>-3</sup>), отримаємо діапазон діелектричної проникності та вікно пропускання в плазмовій області ( $\omega \sim \omega_p^2$ )  $\varepsilon \sim 10^5 \div 10^6$  СГСЕ.

Важливо зазначити, що формула для електронної діелектричної сталої за типом Дебая відома у фізиці напівпровідників як формула Пенна [Penn, 1962] для напівпровідників і стандартного металу:

$$\varepsilon \approx \frac{1 + (\hbar\omega_p)^2}{E_g^2 A}$$

де  $E_g$  — ширина забороненої зони напівпровідника,  $A$  — поправковий множник,

рівний  $\sim 1$ :  $A \approx 1 - B + \sqrt[3]{B^2}$ .

У цьому виразі величина  $B$  за змістом є ефективною енергією зв'язку електрона з підсистемою, що іонізується:  $B = E_g/4E_f$ , де  $E_f$  — енергія Фермі напівпровідника.

Отримаємо оцінку діелектричної проникності для електронів, зв'язаних електронегативними атомами (для лінійного рідбергівського спектра):

$$\varepsilon \approx \frac{1 + (A_{sr})^2}{E_v^2}$$

де  $A_{sr}$  — енергія спорідненості електрона,  $E_v$  — енергія збудженого стану:

$$\varepsilon \approx \frac{1 + (1 \text{ эВ})^2}{(0,01 \text{ эВ})^2} = 10^4 \text{ СГСЕ.}$$

Величина  $\varepsilon \sim 10^4$  СГСЕ відповідає ступеню збуджень з головним квантовим числом близько 10. Для збудження з головним квантовим числом  $n$  від 40 до 50, що відповідає стратосфері, маємо оцінку

$$\varepsilon \approx \frac{1 + (1 \text{ эВ})^2}{(0,001 \text{ эВ})^2} = 10^6 \text{ СГСЕ.}$$

Додаткову оцінку ефективного показника заломлення для повільних електронів дає квантова теорія розсіювання через амплітуду розсіювання на нульовий кут [Ландау, Лифшиц, 1989]:

$$\varepsilon \approx \frac{1 + U_{\text{eff}}}{E}$$

Якщо хвильовий вектор розсіюваного електрона  $k_0 = t \left[ \frac{2m_e E}{\hbar} \right]$ , а  $U_{\text{eff}} = \langle U_e \rangle$  — середня потенційна енергія розсіювача, то для  $\varepsilon$  отримаємо такий вираз:

$$\varepsilon \approx \frac{1 - (N/v) (2\pi\hbar^2)}{m_e E f(0, E)}$$

Тут  $(N/v)$  — густина електронів поля  $\langle U_e \rangle$ ;  $f(0, E)$  — амплітуда розсіювання для кутів, близьких до нуля (розсіювання назад — відображення електронів);  $E$  — енергія розсіюваного електрона,  $m_e$  — маса електрона.

**Чисельні значення діелектричної проникності, розраховані за допомогою трансцендентних рівнянь  
в дипольному наближенні**

Висота, $Z, \text{ м}$	Літакове зондування, Ташкент, 1958				Літакове зондування, Ташкент, 1964				Кулепілотне зондування, Японія, Татено, 1972			
	$\varphi$	$q(x)$	$\varepsilon$	$\eta$	$\varphi$	$q(x)$	$\varepsilon$	$\eta$	$\varphi$	$q(x)$	$\varepsilon$	$\eta$
150	2041	0,112	$2,7 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^4$	3693	0,106	$6,3 \cdot 10^4$	$4,4 \cdot 10^4$	2629	0,201	$3,6 \cdot 10^4$	$1,8 \cdot 10^4$
200	3266	0,090	$4,3 \cdot 10^4$	$2,9 \cdot 10^4$	5566	0,202	$8,6 \cdot 10^4$	$4,3 \cdot 10^4$	4266	0,221	$4,9 \cdot 10^4$	$2,3 \cdot 10^4$
250	4673	0,035	$6,1 \cdot 10^4$	$4,9 \cdot 10^4$	8000	0,288	$1,1 \cdot 10^5$	$4,8 \cdot 10^4$	6456	0,203	$8,3 \cdot 10^4$	$5,0 \cdot 10^4$
300	6175	0,045	$2,7 \cdot 10^5$	$2,4 \cdot 10^5$	11145	0,127	$1,4 \cdot 10^5$	$7,8 \cdot 10^4$	9144	0,129	$1,0 \cdot 10^5$	$5,0 \cdot 10^4$
350	7833	-0,01	$6,4 \cdot 10^3$	$1,1 \cdot 10^5$	14867	0,072	$1,8 \cdot 10^5$	$1,2 \cdot 10^5$	12103	-0,004	$2,7 \cdot 10^4$	$9,4 \cdot 10^4$
400	9720	0,080	$1,6 \cdot 10^5$	$1,2 \cdot 10^5$	19070	0,273	$3,9 \cdot 10^5$	$1,0 \cdot 10^5$	15054	-0,094	$7,0 \cdot 10^3$	$3,0 \cdot 10^5$
450	11798	0,050	$1,6 \cdot 10^5$	$1,3 \cdot 10^5$	24174	0,283	$5,6 \cdot 10^5$	$1,55 \cdot 10^5$	17710	-0,191	$7,6 \cdot 10^3$	$8,4 \cdot 10^4$
500	14000	0,030	$2,1 \cdot 10^5$	$2,4 \cdot 10^5$	30466	0,283	$2,7 \cdot 10^5$	$9,9 \cdot 10^4$	19905	-0,145	$8,7 \cdot 10^4$	$1,3 \cdot 10^5$

*Примітка:*  $\varphi$  — потенціал,  $q(x)$  — поточна густина об'ємного заряду на заданій висоті СГСЕ/м<sup>3</sup>;  $\varepsilon$ ,  $\eta$  — дійсна та комплексна сталі, результати поділу комплексного  $\varepsilon = \varepsilon + i\eta$  з урахуванням кТ.

Якщо з експерименту відома величина потенціалу поля (натурний екстремум потенціалу [Матеріали ..., 1972]), наприклад  $10^4$ — $10^5$  В, а енергія електронів, що падають, становить порядок теплової або енергії спорідненості електрона до молекули, оцінка діелектричної сталої буде:

– для теплових електронів

$$\varepsilon \approx \frac{1 + U_{\text{eff}}}{E} = \frac{1 + 10^4}{0,025} \sim 10^6 \text{ СГСЕ},$$

– для хімічних енергій

$$\varepsilon \approx \frac{1 + U_{\text{eff}}}{E} = \frac{1 + 10^4}{0,5} \sim 10^4 \text{ СГСЕ}.$$

Важливо зазначити, що формули Пенна, Ландау і Дебая збігаються за своєю структурою з точністю до сталої Планка  $\varepsilon \sim \frac{1 + U_{\text{eff}}}{E_p}$ , де  $E_p$  — енергія розсіюваних електронів на середньому потенціалі  $U_{\text{eff}}$ .

Звернемо увагу на те, що розсіює потенціал, а не напруженість поля. Це пояснює ефект зростання потенціалу і його екранування на квантовому рівні (ефект дифракційного і резонансного розсіювання). Таким чином повний заряд практично розбивається на дві частини, що відповідають розсіюваним і орбітальним електронам  $4\pi e (\rho_0 + \rho_{\text{CB}})$ , а великі молекулярні поляризації  $\alpha \sim n^6$ , де  $n$  — головне квантове число, для збуджених молекул дають ті розумні значення параметра  $\varepsilon$ , що досягаються.

У таблиці наведено розрахунок діелектричної проникності за допомогою трансцендентних рівнянь в дипольному наближенні згідно з рівняннями (3).

Зазначимо, що узагальнена діелектрична функція варіює зі збільшенням висоти та свідчить про те, що система є суттєво масштабно неінваріантною. Значення добре збігаються, незважаючи на те, що результати розрахунків проведені як за різними методами вимірювання, просторовим розподілом, так і за різні роки. При вимірюванні вертикальних профілів [Матеріали ..., 1963, 1974] напруженості електричного поля атмосфери згладжування натурального сигналу проводиться неявними ємностями РС електростатичної апаратури. Відповід-

но, як параметр теорії використовується середня лінія напруженості поля. Інакше кажучи, глобальний електричний ланцюг не є жорстким за розподіленими ємнісними та індуктивними параметрами. Розподілені ємнісні та індуктивні параметри електрично-активної частини атмосфери містяться в неявній формі у функціях комплексної діелектричної проникності  $\varepsilon$  як динамічної змінної.

**Висновки.** Для щільних шарів атмосфери електрони перебувають у зв'язаному стані з електронегативними молекулами повітря, тому електрометричні спостереження переважно реєструють негативні іони і частково електрони. Ефективність реєстрації залежить від дебаївського екранування, бар'єрного потенціалу конденсаторної комірки і адсорбційного шару електрода (конденсована вода), що неминуче дає занижені результати для електронів теплових і холодних енергій.

Зливові і радіаційні електрони, проникаючи в верхню тропосферу, в результаті зіткнень з газом основного складу атмосфери втрачають свою енергію і термалізуються в зону теплових і холодних енергій. Саме в цій зоні відбувається формування просторових зарядів, проте кількість електронів не визначається термодинамічною рівновагою, оскільки при  $k_B T \sim 0,025$  еВ електрон не може іонізувати молекулу з іонізаційним потенціалом порядку одного рідберга (10—15 еВ). Це свідчить про те, що іонізаційний баланс атмосфери є не флуктуаційно-термодинамічний, а кінетично-радіаційний.

У фізиці плазми зазвичай ігнорується факт, що іонізація атома або молекули відбувається через збуджений стан квантової системи. Незважаючи на це, ракетні й супутникові дослідження все більш надійно підтверджують присутність в нижній і верхній стратосфері значної кількості збуджених частинок. Атоми і молекули, що мають надмірну кількість внутрішньої енергії порівняно з розподілом Больцмана, утримують цей стан тривалий час, істотно змінюючи уявлення про електрично активну частину атмосфери, яка формує

електростратифікацію стратосфери, вносячи порівнянний, а то й більший внесок у повну теплову енергію щільних шарів, ніж підсистема радіаційно збудженого газу. Стратифікацію розподілу електронів за висотою можна зв'язати з уповільненою рекомбінацією кулонівських частинок у холодній плазмі повітря [Ткачев, Яковленко, 2001].

Отже, аргумент гіперболічного синуса з урахуванням діелектричної поляризова-

ності є амбіполярною різницею голих електронів та іонів самоузгодженого електростатичного поля, та дає змогу описувати не тільки осциляційні рішення, а й відтворення потенціалу. Стратифікація збудженої підсистеми повітря реалізується киснево-озонним і азотним циклами верхньої тропосфери і нижньої стратосфери і може використовуватися для параметризації емпіричних сталих поляризаційної моделі електричного поля атмосфери.

### Список літератури

- Белый Т.А., Зеленин Ю.А. Электростатическая стратификация глобальной облачной системы самосогласованным полем метастабильной электронно-ионной подсистемы атмосферы. *Геофиз. журн.* 2013. Т. 35. № 2. С. 111—126.
- Белый Т.А., Зеленин Ю.А. Диэлектрические функции поляризации тепловых электронов сухой атмосферы (до высот 12 км). *Геофиз. журн.* 2014. Т. 36. № 5. С. 91—117.
- 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. <https://doi.org/10.15372/AOO20170110>.
- Бохан П.А., Бучанов В.В., Закревский Д.Э., Казарян М.А., Прохоров А.М., Фатеев Н.В. Оптическое и лазерно-химическое разделение изотопов в атомных парах. Москва: Физматлит, 2010. 224 с.
- Брагин Б.А., Шамахов Б.Ф. Прямые исследования знака пространственного заряда атмосферы ниже 50 км. *Космические исследования.* 1969. Т. 7. № 5. С. 741—746.
- Брагин Ю.А., Тютин А.А., Кочев А.А., Тютин А.А. Прямые измерения напряженности электрического поля атмосферы до 80 км. *Космические исследования.* 1974. Т. 12. Вып. 2. С. 306—308.
- Голубков Г.В., Манжелей М.И., Карпов И.В. Химическая физика верхней атмосферы. *Химическая физика.* 2011. Т. 30. № 5. С. 33—60.
- Данилов А.Д., Власов Н.М. Фотохимия ионизированных и возбужденных частиц в нижней ионосфере. Ленинград: Гидрометеиздат, 1973. 192 с.
- Дегтярев В.С., Тучков Г.А., Тютин А.А. Результаты ракетных измерений УФ-излучения в нижней мезосфере и стратосфере. В кн.: Распространение радиоволн и физика атмосферы. Новосибирск: Наука, 1981. С. 211—214.
- Демехин Ф.В., Омеляненко Д.В., Сухорук В.Л., Демехина Л.А., Вернер Л., Килих В., Эресман Э., Шморанцер Х., Шартнер К.Х. Интерференционные эффекты в процессах резонансного возбуждения  $1s - \pi^*$  молекулы NO. *Журнал структурной химии.* 2008. Т. 49. Приложение s67—s76.
- Илленбергер Е., Смирнов Б.М. Прилипание электрона к свободным и связанным молекулам. *Успехи физ. наук.* 1998. Т. 168. № 7. С. 731—766.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. Т. III. Москва: Наука, 1989. 768 с.
- Мак-Ивен М., Филипс Л. Химия атмосферы. Москва: Мир, 1978. 376 с.
- Материалы наблюдений напряженности



- электрического поля атмосферы на различных высотах по данным самолетного зондирования в период международного геофизического года и международного геофизического сотрудничества 1958—1959 гг. Под ред. И.М. Имянитова. Ленинград: Гидрометеоздат, 1963. 228 с.
- Материалы наблюдений напряженности электрического поля атмосферы на различных высотах по данным зондирования 1971—1972 (Япония). Ленинград, 1974. 53 с.
- Смирнов Б.М. Возбужденные атомы. Москва: Энергоиздат, 1982. 232 с.
- Таблицы физических величин. Справочник. Под ред. И.К. Кикоина. Москва: Атомиздат, 1976. 1008 с.
- Ткачев А.Н., Яковленко С.И. Об аномальном замедлении релаксации в ультрахолодной плазме. *Письма в ЖЭТФ*. 2001. Т. 73. Вып. 2. С. 71—73.
- Флуктуации электромагнитного поля Земли в диапазоне СНЧ. Под ред. М.С. Александрова. Москва: Наука, 1972. 195 с.
- Brasseur, G.P., & Solomon, S. (2005). *Aeronomy of the Middle Atmosphere Chemistry and Physics of the Stratosphere and Mesosphere*. Springer, 647 p.
- Bychkov, V.L., Golubkov, G.V., & Nikitin, A.I. (2010). *The Atmosphere and Ionosphere. Dynamics, Processes and Monitoring*. Springer, 378 p.
- Chen, L.F., Huang, G.Q., & Song, K.S. (1996). Desorption of atoms and excimers upon self-trapping of excitons in rare gas solids. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 116(1-4), 61—65. [https://doi.org/10.1016/0168-583X\(96\)00120-6](https://doi.org/10.1016/0168-583X(96)00120-6).
- Golubkov, G.V., Golubkov, M.G., & Manzhelii, M.I. (2012). Microwave Radiation in the Upper Atmosphere of the Earth During Strong Geomagnetic Disturbances. *Russian Journal of Physical Chemistry B*, 6(1), 112—127. <https://doi.org/10.1134/S1990793112010186>.
- Penn, D.R. (1962). Wave-Number-Dependent Dielectric Function of Semiconductors. *Physical Review*, 128(5), 2093—2097. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.128.2093>.
- Pruppacher, H.R., & Klett, J.D. (2010). *Microphysics of clouds and precipitation*. Springer, 956 p.
- Stolzenburg, M., Marshall, T.C., & Krehbiel, P.R. (2015). Initial electrification to the first lightning flash in New Mexico thunderstorms. *Journal of geophysical research: Atmospheres*, 120(21), 11,253—11,276. <https://doi.org/10.102/2015JD023988>.

## On the unusual properties dielectric constant of the electric field of the free atmosphere

*T.A. Bilyi, 2021*

S.I. Subbotin Institute of Geophysics of the National Academy of Sciences of Ukraine, Kiev, Ukraine

On the basis of experimental data vertical distribution electric field strength of the atmosphere, the applied problem of fitting constants in the model of the average self-consistent electric field is solved. The model is based on the nonlinear Poisson equation. Such an approach is not trivial because generally known in meteorology interpolation exponential function describing the empirical distribution of the electric field, space charge density and conductivity with a height not quite correctly reproduce a stable

stratification of the electric field. Since aircraft measurements are carried out in a natural environment, the dielectric constant is lost, which leads to underestimated values of the electron-ion concentration. This is due to the fact that the potential in situ is screened and the Gauss theorem does not hold for it, and if it does, then for the radius of the Gaussian sphere it is less than the Debye screening radius. For a large Gaussian sphere, only the near-wall part of the electrometer is experimentally determined, and the shielded (inner) part does not contribute to the field flux through the surface by the dynamic screening of the electron. The magnitude of the screening of electrons in air is very large due to the dynamic polarizability of the medium and consists of two parts — the Debye and ion-plasma screening spheres. This, in turn, requires a redefinition of the dielectric constant for correct reproduction of field measurements. Thus, the verification of the dielectric constant was carried out on different experimental data, and its values lie within the same limits as the values obtained from the classical relations of Penn, Debye, and Landau.

**Key words:** Atmospheric electricity, dielectric constant, excited atoms and molecules.

### References

- Belyi, T.A., Zelenin, Yu.V. (2013). Electrostatic stratification of the global cloud system by the self-consistent field of the metastable electron-ion subsystem of the atmosphere. *Geofizicheskii Zhurnal*, 35(3), 111—126 (in Russian).
- Belyi, T.A., Zelenin, Yu.V. (2014). Dielectric functions of thermal electrons polarization of dry atmosphere (up to the heights plane of 12 km). *Geofizicheskii Zhurnal*, 36(5), 91—117 (in Russian).
- Belyi, T.A., Zelenin, Yu.A. Vertical stratification of excited molecules by self-consistent electric field in the lower stratosphere. (2017). *Optika Atmosfery i Okeana*, 30(1), 72—81 (in Russian). DOI: 10.15372/AOO20170110.
- Bokhan, P.A., Buchanov, V.V., Fateev, N.V., Kalugin, M.M., Kazaryan, M.A., Prokhorov, A.M., Zakrevskii, D.E. (2010). *Laser Isotope Separation in Atomic Vapor*. Moscow: Fizmatlit, 224 p. (in Russian).
- Bragin, Yu.A., Shamahov, B.F. (1969). Full-scale investigation of a volume charge sign of atmosphere lower 50 km. *Kosmicheskie issledovaniya*, 7(5), 741—746 (in Russian).
- Bragin, Yu.A., Tyutin, A.A., Kochev, A.A., Tyutin, A.A. (1974). Direct measurement of the atmospheric vertical electric field intensity up to 80 km. *Kosmicheskie issledovaniya*, 12(2), 302—308 (in Russian).
- Golubkov, G.V., Manzhelii, M.I., Karpov, I.V. (2011). Chemical physics of the upper atmosphere. *Khimicheskaja fizika*, 30(5), 55—60 (in Russian).
- Danilov, A.D., Vlasov, M.N. (1973). *Photochemistry of Ionized and Excited Particles in the Low Ionosphere*. Leningrad:Gidrometeoizdat, 192 p. (in Russian).
- Degtyarev, V.S., Tuchkov, G.A., Tyutin, A.A. (1981). Results of jet measurements UV-radiation in lower mesosphere and stratosphere. In book: Propagation of radio waves and physics of atmosphere. Novosibirsk:Nauka, 211—214 pp. (in Russian).
- Demekhin, F.V., Omelyanenko, D.V., Sukhorukov, V.L., Demekhina, L.A., Werner, L., Kilih, B., Ehresmann, E., Shmorantser, H., Schartner, K.-H. (2008). Interference effects in the resonant excitation of  $1s \rightarrow \pi^*$  molecule NO. *Zhurnal strukturnoj himii*, 49. Application, 67—76 (in Russian).
- Illenberger, E., Smirnov, B.M. (1998). Electron attachment to free and bound molecules. *UFN*, 168(7), 731—766 (in Russian).
- Landau, L.D., Lifshitz, E.M. (1989). *Quantum Mechanics. Non-relativistic Theory*. V.3. Moscow: Nauka, 768 p. (in Russian).
- McEwan, M., Phillips, L. (1978). *Chemistry of Atmosphere*. Moscow: Mir, 376 p. (in Russian).

- Observational data of the electric field of the atmosphere at different heights according to aircraftsounding during the International Geophysical Year and the International Geophysical Cooperation 1958—1959. (1963) 6. Ed. I.M. Imyanitov. Leningrad: Gidrometeoizdat, 228 p. (in Russian).
- The data of measurements of electric field strength the atmosphere at various altitudes. (1965). Leningrad. 68 p. (in Russian).
- Observational data of the electric field of the atmosphere at different altitudes according sensing 1971—1972. (Japan). (1974). Leningrad: Gidrometeoizdat, 52 p. (in Russian).
- Smirnov, B.M. (1982). *Excited Atoms*. Moscow: Energoizdat, 232 p. (in Russian).
- Tables of Physical Quantities, Ed. by I.K. Kikoin. (1976). Moscow: Atomizdat, 1008 p. (in Russian).
- Tkachev, A.N., Yakovlenko, S.I. (2001). Anomalous slowdown of relaxation in an ultracold plasma, *JETP Letters*, 73(2), 71—73 (in Russian).
- Fluktuacii jelektromagnitnogo polja Zemli v diapazone SNCh*. Ed. M.S. Aleksandrova. (1972). Moscow: Nauka, 195 p.
- Brasseur, G.P., & Solomon, S. (2005). *Aeronomy of the Middle Atmosphere Chemistry and Physics of the Stratosphere and Mesosphere*. Springer, 647 p.
- Bychkov, V.L., Golubkov, G.V., & Nikitin, A.I. (2010). *The Atmosphere and Ionosphere. Dynamics, Processes and Monitoring*. Springer, 378 p.
- Chen, L.F., Huang, G.Q., & Song, K.S. (1996). Desorption of atoms and excimers upon self-trapping of excitons in rare gas solids. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 116(1-4), 61—65. [https://doi.org/10.1016/0168-583X\(96\)00120-6](https://doi.org/10.1016/0168-583X(96)00120-6).
- Golubkov, G.V., Golubkov, M.G., & Manzhelii, M.I. (2012). Microwave Radiation in the Upper Atmosphere of the Earth During Strong Geomagnetic Disturbances. *Russian Journal of Physical Chemistry B*, 6(1), 112—127. <https://doi.org/10.1134/S1990793112010186>.
- Penn, D.R. (1962). Wave-Number-Dependent Dielectric Function of Semiconductors. *Physical Review*, 128(5), 2093—2097. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.128.2093>.
- Pruppacher, H.R., & Klett, J.D. (2010). *Microphysics of clouds and precipitation*. Springer, 956 p.
- Stolzenburg, M., Marshall, T.C., & Krehbiel, P.R. (2015). Initial electrification to the first lightning flash in New Mexico thunderstorms. *Journal of geophysical research: Atmospheres*, 120(21), 11,253—11,276. <https://doi.org/10.1002/2015JD023988>.

## О необычных свойствах диэлектрической проницаемости электрического поля свободной атмосферы

Т.А. Белый, 2021

Институт геофизики им. С.И. Субботина НАН Украины, Киев, Украина

С помощью экспериментальных данных вертикального распределения напряженности электрического поля атмосферы решается прикладная задача подгонки констант в модели среднего самосогласованного электрического поля. Модель базируется на нелинейном уравнении Пуассона. Такой подход не является тривиальным, так как в метеорологии общеизвестные интерполяционные экспоненциальные зависимости, описывающие эмпирические распределения напряженности

электрического поля, плотности объемного заряда и проводимости с высотой, не совсем корректно воспроизводят устойчивую стратификацию электрического поля. Поскольку самолетные измерения выполняются в естественной среде, теряется диэлектрическая константа, что приводит к заниженным значениям электрон-ионной концентрации. Это происходит вследствие того, что потенциал *insitu* экранирован и теорема Гаусса для него не выполняется, а если и выполняется, то для радиуса сферы Гаусса меньше радиуса экранирования Дебая. Для сферы Гаусса больших размеров экспериментально определяется только пристеночная часть электрометра, а экранированная (внутренняя) часть не вносит вклад в поток поля через поверхность динамическим экранированием электрона. Величина экранирования электронов в воздухе очень большая за счет динамической поляризуемости среды и состоит из двух частей — Дебаевской и ионно-плазменной сфер экранирования. Это в свою очередь требует переопределения диэлектрической константы для корректного воспроизведения натуральных измерений. Таким образом, верификация диэлектрической константы проведена на разных экспериментальных данных, а ее значения лежат в тех же пределах, что и значения, полученные по классическим соотношениям Пенна, Дебая и Ландау.

**Ключевые слова:** атмосферное электричество, диэлектрическая проницаемость, возбужденные атомы и молекулы.