

Об ионной и электростатической природе активации линейных облачных аномалий над сейсмически активными зонами

© Т. А. Белый¹, Ю. А. Зеленин², 2012

¹Институт геофизики НАН Украины, Киев, Украина

²Международный фонд "Хронограф", Одесса, Украина

Поступила 18 января 2012 г.

Представлено членом редколлегии В. Н. Шуманом

Отримано одновимірну модель середнього електростатичного поля нижньої атмосфери (0—30 км). Модель представлено рівнянням Пуассона для самопогодженого поля електронів у щільному газі. Відшукано точний розв'язок у наближенні сталих коефіцієнтів, який відповідає інтегрованості класичного осцилятора Морзе. Розв'язок параметризовано величинами енергії поля в одиниці об'єму. Базові функції лінійного наближення, на відміну від однорідного наближення Дебая — Хюккеля, — функції Ейрі (A_i , B_i), які показують осциляційну гіперполяризованість розподілу електронів у полі сили тяжіння. В межах цієї моделі запропоновано інжекційно-поляризаційний механізм стабілізації лінійних хмарових аномалій хвилями зарядової щільності в неоднорідній (надлишкової) електронно-іонній підсистемі атмосфери у вертикальному стратифікованому полі. Згідно з розрахунками, збурення приземного електростатичного поля від сейсмічно активних розломів або меж осередків землетрусів достатньо для поляризації зарядженої підсистеми водяної пари лінійних хмарових аномалій.

One-dimensional model of medium self-coordinated electrostatic field (SF) of lower atmosphere (0—30 km) has been obtained. The model has been presented by Poisson equation for self-coordinated field of electrons within dense gas. Exact solution has been found in approximation of constant coefficients corresponding to integrability of classical Morse oscillator. The solution is parametrized by the values of field energy in the unit of volume. Basic functions of linear approximation, in contrast to homogenous approximation of Debye — Huckel, are Eyre functions (A_i , B_i) which show oscillation hyperpolarizing ability of electrons distribution in the gravity field. Within the limits of this model injection-polarization mechanism has been proposed of stabilization of linear cloudy anomalies (LCA) by the waves of charge density in heterogeneous (overabundant) electronic-ionic subsystem of the atmosphere in vertical stratified field. Calculations demonstrated that disturbance of surface electrostatic field from seismically active faults or edges of earthquakes sources is enough for polarization of charged subsystem of water steam of LCA.

Введение. В последнее время большое внимание уделяется установлению связей между структурными неоднородностями литосферы и различного рода аномалиями в атмосфере, а именно появлению линейных облачных аномалий (ЛОА) над геологическими разломами в моменты их активизации [Гохберг, 2008; Морозова, 2005 и др.].

Связь морфологической структуры облачности с тектоническими процессами была выявлена еще в начале XX в. в исследованиях Шлюмберже, в Вевре и Эльзасе, и обобщена в монографии [Мушкетов, Мушкетов, 1935, с. 866], однако природа явления не обсуждалась. В конце XX в. морфологические изменения облачного покрова стали связывать с краткосрочным подготовительным периодом землетрясения, при котором меняются геофизические параметры среды [Морозова, 2005; Ежов, Ищенко, 1983].

Визуализацию границ предвестников ЛОА можно связать с двумя физическими процессами: резкими вариациями локального электростатического поля как следствие термо-, пьезо- и сегнетоэлектрической деформации системы разломов; локальными изменениями аномальных концентраций литосферных газов вследствие высокой проницаемости разломных зон сейсмически активных регионов.

Цель данной статьи — создание самосогласованной модели среднего электростатического поля нижней атмосферы Земли (0—30 км), а также исследование его влияния на тропосферные процессы. Сделана попытка внести возможную ясность в некоторые аспекты этой проблемы. Рассмотрены лишь теоретические и принципиальные вопросы без их детализации. При этом авторы посчитали целесообразным начать с построения простой модели явления, а затем перейти к более сложной.

Механоэлектрическая модель. Оценим деформацию и пьезоэлектрическую напряженность поля для пласта горной породы протяженностью порядка 100 км и глубиной залегания 20 км, типичную для коровых землетрясений. Коэффициент линейного температурного расширения гранитов и базальтов находится в пределах от 4 до $7,9 \cdot 10^{-6} / 1^\circ\text{C}$ [Физические ..., 1984; Таблицы ..., 1976]. Изменение температуры пласта на $\delta T \sim 1^\circ\text{C}$ приведет к его расширению по вертикали на $\delta Z_{20\text{ км}} = 2 \cdot 10^6 \text{ см} \cdot 7,9 \cdot 10^{-6} = 15,8 \text{ см}$, а для $\delta Z_{100\text{ км}} = 79 \text{ см}$. Расчеты смещений по теории упругости сферического очага при $2 < M < 4$ дают величину абсолютного смещения 10 м при вариации $\Delta g \pm 50\text{—}200 \text{ мкГал}$ [Добровольский, 2005]. Это значит, что деформация на 1 см приведет к возникновению пьезоэлектрических полей на границах разломов и включений пласта породы (при пьезоконстантах для кварца (SiO_2) $6,94 \cdot 10^{-8} \text{ см/В}$ и титаната бария (BaTiO_3) $3,33 \cdot 10^{-9} \text{ см/В}$) [Таблицы ..., 1976] к локальной разности потенциала на границе разрыва (разлома) более $10^5\text{—}10^6 \text{ В/м}$.

Для линейного источника плотности σ по закону Кулона $E_z(L) = \sigma / \sqrt{L^2 + h^2} = Q/h \sqrt{1 + (L/h)^2}$ независимая оценка напряженности электростатического поля над разломом $E_z(0)$ (предполагается линейно-распределенный источник) как функция расстояния L даст оценку $E_z(0)$ при следующих параметрах:

$$E_z(0) \sim (L/h) E_z(L) = 100 \text{ В/м} \cdot 10^5 \sim 10^6 \div 10^7 \text{ В/м},$$

где L — расстояние между точкой измерения поля и источником поля, $L = 10^5 \div 10^6 \text{ м}$; h — высота точки измерения поля, 1 м; $E_z(L) = 100 \text{ В/м}$. Порядок величины $10^6\text{—}10^7 \text{ В/м}$ согласуется с диапазоном напряженностей, полученных по оценке механических напряжений.

Электрическое поле разлома $E_z(0)$, накладываясь на приземное квазистатическое электрическое поле Земли, которое имеет среднюю величину $\sim 130 \text{ В/м}$, приведет к его сильной анизотропии. В литературе известны достаточное количество зарегистрированных случаев изменения квазистатического электрического поля, а также смена его полярности от ± 300 до $\pm 1300 \text{ В/м}$ за несколько часов или суток до сейсмической активности, например: а) район Камчатки, 10—29 ч до сейсмической активности (класс землетрясения $M = 6,0$, расстояние до очага 190 км), величина $E_z \approx \pm 600 \text{ В/м}$ [Михайлов, 2007]; б) район Карпат, несколько часов до сейсмической активности (класс землетрясения $7,0 < M > 7,7$, расстояние до очага 700—750 км), величина $E_z \approx -250 \div 1000 \text{ В/м}$ [Никифорова, Кубицки, 2005]; в) район Камчатки, несколько суток до сейсмической активности (класс землетрясения $4,7 < M > 6,7$), величина $E_z \approx -(400 \div 1600) \text{ В/м}$ [Смирнов, 2005].

Электродный эффект атмосферы. Теория электродного эффекта определяется решением задачи о распределении положительных и отрицательных ионов и создаваемом ими атмосферном электрическом поле. Таким образом, электродный эффект характеризуется, с одной стороны, изменением распределения концентрации ионов и образованием объемных зарядов, с другой — искажением градиента потенциала электрического поля вблизи поверхности Земли. Плотность объемного заряда определяется мощностью источника ионизации и величиной поля.

Процессы распада и спонтанного деления радиоактивных элементов в почве вносят вклад в ионизацию приземного воздуха. Наибольший вклад в ионизацию приземного воздуха вносит ^{222}Rn — источник α -частиц [Пулинец и др., 1998; Шулейкин, 2006]. Каждая α -частица ^{222}Rn со средней энергией $E_\alpha = 6$ МэВ может производить теоретически около $2 \cdot 10^5$ электрон-ионных пар. Высокая проницаемость разломных зон сейсмически активных регионов дает аномальные концентрации литосферных газов, зарегистрированные в работах [Войтов, Добровольский, 1994; Гохберг и др., 1989]. По экспериментальным данным, выход радона перед землетрясением может достигать $44,4 \cdot 10^3 \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, что соответствует скорости ионообразования $Q \sim 7,6 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Продукты распада ведут себя как легкие ионы и могут вступать в реакции рекомбинации, образуя молекулярные комплексы с водой, по крайней мере, до тех пор, пока они несут на себе электрический заряд [Roffman, 1972]. При термодинамических условиях конденсации пара в атмосфере ионы и продукты распада будут выступать как дополнительные ядра конденсации при образовании облаков [Оболенский, 1934; Русанов, 1978].

Наряду с ^{222}Rn дополнительным источником ионизации атмосферы могут быть нейтроны. Положительные вариации, 10—20 % фона ($2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ [Горшков и др., 1966]), потока нейтронов от земной коры во время землетрясения зафиксированы и описаны в работах [Антонова и др., 2008; Алексеенко и др., 2009]. Такие вариации могут приводить к анизотропии нейтронного потока от Земли на высотах 2—7 км [Кужевский и др., 1995].

При изменении напряженности приземного электрического поля порядка ± 300 В/м электростатические силы, действующие на типичный атмосферный ион m_i , на несколько порядков могут превосходить силу тяжести $m_i g$. Согласно экспериментальным подвижностям кластеров носителей зарядов в диапазоне ($10^{-4} \div 10^{-5}$) $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ [Смирнов, 2010], оценка скорости дрейфа кластера при $E_z = 130 \div 600$ В/см составит $130 (\text{В}/\text{см}) \cdot 5 (\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})) = 6,5 \div 30$ м/с.

Модель самосогласованного электростатического поля (СП). Влияние электростатического поля на ионную компоненту ρ_0 ядер конденсации облачности можно описать уравнением Пуассона типа (E. Fermi, L. Thomas, 1927) [Ландау, Лифшиц, 1989, с. 312]

$$\text{div}(\mathbf{D}) = \Delta \varphi = 4\pi \rho e = 4\pi \rho_0 (n_+ - n_-), \quad (1)$$

где n_+ , n_- — концентрации ионов и электронов; ρ_0 — содержание электрон-ионных пар в атмосфере на высоте z ; Δ — оператор Лапласа.

Полагая $E_z = \nabla_z \varphi$, запишем уравнение (1) в самосогласованном виде, в приближении электронейтральности $e^{u_+/\theta}$, $e^{u_-/\theta}$:

$$\frac{d^2 \varphi}{dz^2} = 4\pi \rho_0 \left(e^{\frac{u_+}{\theta}} - e^{\frac{u_-}{\theta}} \right), \quad (2)$$

$$u_+(z) = -m_i g z + e(\varphi + u(z)), \quad u_-(z) = e(\varphi + u(z)),$$

где m_i — масса иона или аэроиона; m_e — масса электрона; $\theta = kT$; k — постоянная Больцмана; T — температура, К; g — сила тяжести; $\rho_0 = e n_0$, n_0 — плотность пар ионов; $u(z)$ — внешнее электростатическое поле активного разлома; φ — нулевой потенциал, привязан к стандартному электростатическому потенциалу земной поверхности: $\sigma = dQ/ds = -3,45 \cdot 10^{-4}$ ед. СГСЭ/см². Граничные условия для уравнения (2) запишем в виде

$$\varphi \Big|_{z=0} = \varphi_0, \quad \nabla \varphi \Big|_{z=0} = E(0).$$

Уравнение (2) описывает поляризацию разделения зарядов ионной подсистемы с учетом диэлектрической проницаемости термолизованных электронов атмосферы ϵ ($u = u/\epsilon$) во внешнем поле разлома $u(z)$ и поле силы тяжести g . Запись уравнения (2) в самосогласованном виде указывает на то, что ионная подсистема определяется барометрическим распределением нейтральной компоненты и содержит эффективные массы ионов для приземной и тропосферной областей.

Согласно (Gish, 1944) [Pruppacher, Klett, 1977], распределение ионов относительно барометрической высоты описывается выражением

$$n_i(\theta) = 20,4 \exp\left(-4,52 \cdot 10^{-5} z\right) + 0,8 \exp\left(-0,375 \cdot 10^{-5} z\right) + 0,069 \exp\left(-0,127 \cdot 10^{-5} z\right),$$

где барометрические высоты распределения ионов разных масс ($h_i = \theta / g m_i$) соответственно составят, км: $h_1 = 2,2$; $h_2 = 3,4$; $h_3 = 7,8 \div 8,4$. Первый и второй члены, находящиеся в скобках экспонент, соответствуют средним массам ионов для приземной и средней атмосферы. Эффективная масса третьего члена соответствует средней массе молекулы воздуха 29 а. е. м. При учете многозарядных типов ионов ($\pm ne$), $n = \pm 1, \dots, 100$, необходимо записывать сумму по зарядовым типам ионов.

Для оценки эффекта гравитационной поляризации разложим правую часть уравнения (2) по величине потенциала, для малых возмущений, до третьего порядка:

$$4\pi\rho(\varphi) \sim \left(-1 + e^{-\frac{z}{h}}\right) + \left(1 + e^{-\frac{z}{h}}\right)\varphi + \left(-\frac{1}{2} + \frac{e^{-\frac{z}{h}}}{2}\right)\varphi^2 + \dots$$

Наличие гравитационного поля mgz приводит к линейному уравнению второго порядка для потенциала типа Эйри с неоднородным слагаемым:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - 4\pi\rho\left(-\frac{z}{h}\right) + 4\pi\rho\left(\frac{z^2}{2h^2}\right)\varphi(z) = 0.$$

Параметрическая зависимость функции Эйри имеет вид

$$\text{Ai}\left[-\frac{-2}{\left(\frac{1}{h\lambda^2}\right)^{2/3}\lambda^2}\right] C_1 + \text{Bi}\left[\frac{\frac{-2}{\lambda^2} + \frac{z}{h\lambda^2}}{\left(\frac{1}{h\lambda^2}\right)^{2/3}}\right] C_2,$$

где $\lambda = \sqrt{\theta/8\pi\rho e^2}$ — дебаевская длина экранирования L_D .

Следует отметить, что Ai при значениях аргумента меньше нуля имеет осцилляции размером дебаевской длины экранирования (L_D), отсутствующие в линейном приближении Дебая — поляризация тяжелой компоненты в гравитационном поле. Неоднородная часть решения доставляет макроизменения потенциала. Величина Ai соответствует осцилляционной части эллиптического интеграла (точного решения, см. ниже), Bi — особой части эллиптического интеграла (точного решения, см. ниже), т. е. стенке возрастания вертикального потенциала.

Уравнение (2) дважды интегрируется и приводится к полному неопределенному интегралу эллиптического типа. Опустив громоздкие выкладки, приведем конечные выражения.

Первый интеграл уравнения (2) соответствует сохранению полной энергии гамильтониана типа одномерного комплексного "осциллятора Морзе":

$$\int_1^{\varphi[z]} \left(\frac{du}{\sqrt{2\rho_0\theta(\exp(-u/\theta) + \exp(u/\theta)) + W}} \right) = \pm(z + C),$$

где W — полная энергия единицы объема зарядовой электронейтральности, соответствует величине дебаевского экранирования $L_D = 8,4 \div 11,5$ см (при $n_i = 77 \text{ см}^{-3}$, $n_e = 200 \text{ см}^{-3}$, $\rho_0 = 124,5 \text{ см}^{-3}$, $\varphi_0 = kT/e = 0,025$ В — термический потенциал теории $p-n$ перехода). (Параметрический анализ первого интеграла будет рассмотрен в отдельном сообщении, так как его решение даже для простейших случаев представляет большие математические сложности.)

Полный интеграл в неявной форме от уравнения (2) подстановкой $x = \exp(-u/2\theta)$ приводится к эллиптическому синусу $F(x, k)$ Лежандра первого рода, где $f = \text{arc sh } x \times$

$$\times \left(\sqrt{2} e^{\frac{\varphi(z)}{2\theta}} \sqrt{\frac{1}{W + \sqrt{-4 + W^2}}} \right) \text{ — амплитуда синуса; } k = \frac{W + \sqrt{-4 + W^2}}{W - \sqrt{-4 + W^2}} \text{ — мо-}$$

дуль; W — константа интегрирования для первого интеграла [Лаврентьев, Шабат, 1987]. Критическая зависимость модуля интеграла k от параметра W — обобщенной полной энергии подсистемы — дается в виде

$$\frac{\sqrt{\frac{2e^{\frac{\varphi(z)}{\theta}} + W + \sqrt{-4 + W^2}}{W + \sqrt{-4 + W^2}}} \sqrt{1 + \frac{2e^{\frac{\varphi(z)}{\theta}}}{W - \sqrt{-4 + W^2}}} \theta}{\sqrt{\frac{1}{W + \sqrt{-4 + W^2}}} \sqrt{\left(1 + e^{\frac{2\varphi(z)}{\theta}} + e^{\frac{\varphi(z)}{\theta}} W\right) \theta \rho}} \times$$

$$F \left[\text{arc sh} \left(\sqrt{2} e^{\frac{\varphi(z)}{2\theta}} \sqrt{\frac{1}{W + \sqrt{-4 + W^2}}} \right), \frac{W + \sqrt{-4 + W^2}}{W - \sqrt{-4 + W^2}} \right]$$

$$\times \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{W + \sqrt{-4 + W^2}}} \sqrt{\left(1 + e^{\frac{2\varphi(z)}{\theta}} + e^{\frac{\varphi(z)}{\theta}} W\right) \theta \rho}} = z(\varphi).$$

Потенциальный рельеф эффективного функционала энергии в координатах напряженность—потенциал (E, φ) имеет гиперболический характер в случае $n_e > n_i$ и параболический желоб — в случае $n_i > n_e$. Согласование приводит к особенностям эллиптического интеграла Лежандра первого рода $F(x, k)$, который служит точной первой итерацией решения самосогласованного поля для потенциала φ при изменяющемся параметре экранирования.

Основная особенность первого интеграла заключается в том, что общее решение в виде эллиптического интеграла первого рода допускает зарядовые вертикальные распределения типа волн зарядовой плотности. Анализ первого интеграла показал, что для поддержания электронейтральности контактный потенциал приземного падения самосогласованного поля $\varphi = \theta/2 \ln(n_- / n_+)$, соответствующий энергии Ферми электронов, имеет порядок 0,002 — 0,035 эВ. Из этого следует, что изменение граничного потенциала $\varphi|_{z=0}$ на 0,1—1 эВ приведет к существенной перестройке распределения электронов в приземном поле. Сама перестройка имеет осциллирующий характер при $n_i > n_e$ и гипергеометрическое возрастание при $n_e > n_i$. При увеличении плотности энергии до $W \sim 0,5$ эВ/дм³ модуль эллиптического

интеграла имеет особую точку возрастания неинтегрируемого типа. Такая спонтанная поляризация атмосферных электронов аналогична явлению сегнетоэлектрической поляризации активных кристаллов в физике твердого тела. Устойчивость приземному слою электронов придают отрицательные ионы. Эффект спонтанной поляризации электронов в атмосфере может вызвать раннюю ионную конденсацию на соответствующих высотах нижней или средней атмосферы, даже в воздухе, ненасыщенном парами [Оболенский, 1934; Русанов, 1978].

Таким образом, физический механизм проявления ЛОА составит ионно-электрическая активация или "геоксерокс-эффект", т. е. это соответствие геометрии ЛОА и электростатической проекции геометрии активных разломов, что и фиксируется спутниковыми наблюдениями [Морозова, 2005; Дода и др., 2011 и др.].

Первое приближение и гиперполяризация интеграла энергии. Рассмотрим традиционное приближение, обычно используемое для оценки электродного эффекта: $4\pi\rho_0(n_+ - n_-) \approx \delta$. В нулевом приближении несамосогласованное решение представляется в виде приземного контактного потенциала $\varphi^0(z) = 4\pi\rho_0(n_+ - n_-)z^2/2 + E(0)z + \varphi(0)$, знак которого определяют зарядовая поляризация и направление приземного поля. Параболическое приближение контактного потенциала стандартно для физики $p-n$ перехода полупроводникового выпрямляющего контакта, а осцилляции известны как осцилляции Фриделя [Займан, 1974]. Итерации с потенциалом нулевого приближения $\varphi^0(z)$ приводят либо к возрастанию потенциала, либо к зарядовым осцилляциям типа Фриделя с периодом, равным длине дебаевского экранирования L_D . Это свойство решения принципиально соответствует современным измерениям, показывающим переменный характер высотного профиля электрического поля до высот 12 км и его нерегулярной структуры [Красногорская, 1978] (24.05.1991, Оклахома, США [Мареев, 2010]). Первое приближение $\varphi^1(z)$ будет гиперболическим, а второе $\varphi^2(z)$ — двойным гиперболическим, типа $\text{sh}(\text{sh}(\dots))$:

$$d^2\varphi^1(z)/dz^2 = 4\pi\rho_0 \text{sh}(\varphi_0(z)/\theta).$$

Ряд возмущений итерационных подстановок либо приводит к особой точке, либо осциллирует, что и соответствует существенной особенности эллиптического интеграла для точного решения. Смена осцилляционного поведения и его особенности при изменении знака зарядовой разности δ соответствуют в линейном приближении независимым слагаемым полного решения функции Эйри $\text{Ai}(x)$ и связанной с ней функцией $\text{Bi}(x)$ соответственно.

Рассмотрим на модельном примере потенциала малого кольца поведение эллиптического интеграла. Зададим модель широтного потенциала разлома в виде потенциала малого кольца:

$$u(r, z) = u_0 K \left(\frac{4ar / \left((a+r)^2 + z^2 \right)}{\sqrt{(a+r)^2}} \right),$$

где K — эллиптическая модулярная функция.

Гиперболическое отображение зарядового распределения кольца иллюстрирует рис. 1 при различных значениях приземного потенциала: а) $u_0 = 0,002$ В; б) $u_0 = 0,14$ В; в) $u_0 = 0,24$ В, $u_1 = u_0 \text{sh}(u(r, z)/\varphi_0)$.

Как видно из рис. 1, при малых потенциалах порядка $\text{sh}(\varphi/\theta) \sim 0,01$ безразмерных единиц (линейная область) отображение осуществляется пропорциональным масштабированием. При увеличении потенциала до 0,1—0,2 безразмерных единиц происходят гиперболическое усиление и контрастирование деталей распределения, при увеличении потенциала до 0,2—0,5 — гиперусиление потенциала кольца. При переносе ионов вдоль силовых линий неоднородного электростатического поля этот эффект составит сущность электростатического проектирования, или, в теории растворов, — гальванопластического эффекта переноса изображения. Важно отметить, что управляющей величиной для непропорциональности усиления

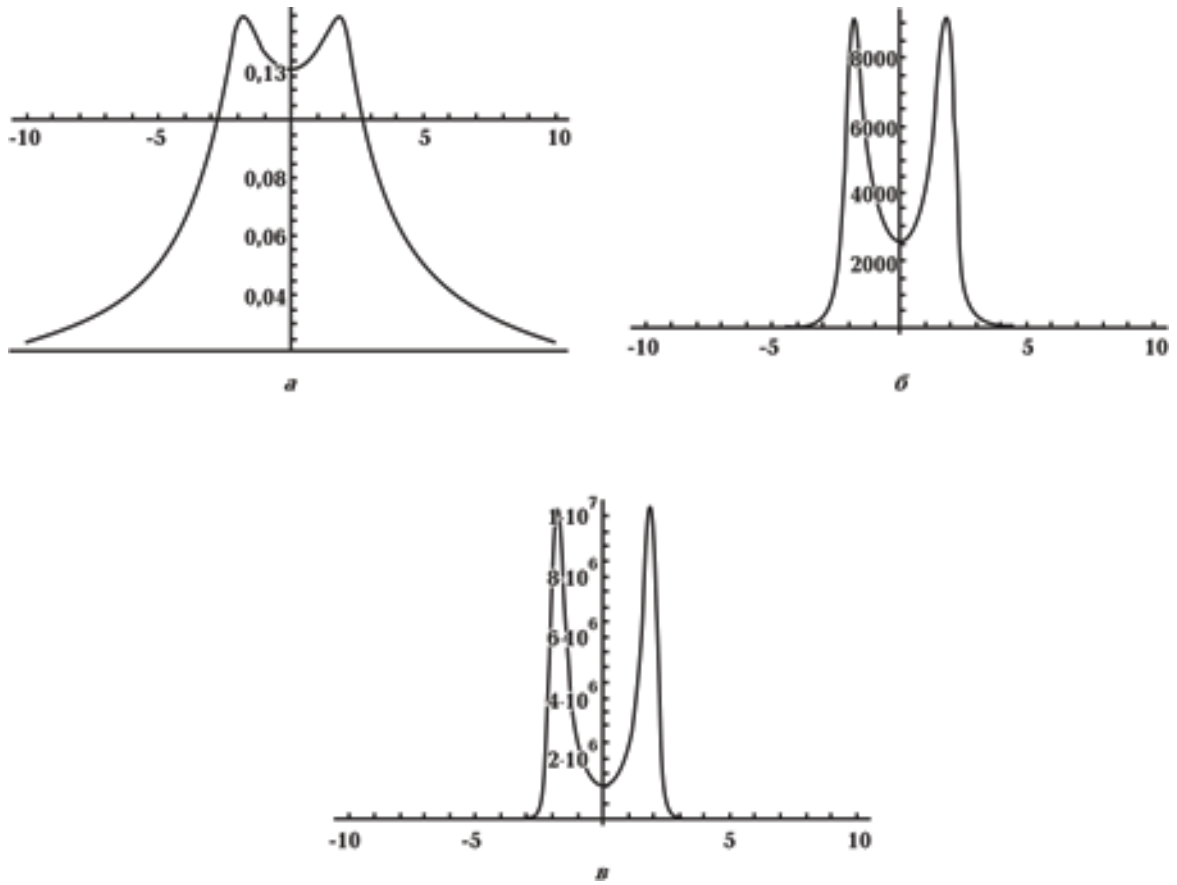


Рис. 1. Зарядовое распределение кольца: *a* — пропорциональное масштабирование потенциала кольца в линейной области гиперболического синуса; *б* — контрастное усиление профиля потенциала кольца; *в* — гиперусиление потенциала кольца до 10^6 (вариация потенциала 0,2—0,5).

модельного потенциала $u(r, z)$ является термический потенциал $\phi_0 = kT/e \sim 25$ мВ, или поляризуемость подсистемы термализованных электронов полного электронного содержания.

Особенности итерационного процесса получения гиперболического решения соответствуют модулярным особенностям периодов первого эллиптического интеграла. Переход от периодических решений к квазигиперболическим с существенной особенностью для точного решения дается модулярной функцией $K(k) = F(\pi/2, k)$ первого эллиптического интеграла. При $k \geq 1$ периоды описываются уравнениями: $F(\pi/2, k) = K_1$ — первый период (рис. 2, *a*); $F(\pi/2, \sqrt{1 - k^2}) = K_2$ — второй период (рис. 2, *б*). В нашем случае модуль зависит от полной энергии объема W и электронейтральности через соотношение

$$k(W) = \frac{W + \sqrt{-2^2 + W^2}}{W - \sqrt{-2^2 + W^2}}.$$

Заметим, что модуль k будет иметь действительную и мнимую части. Следовательно, в эллиптическом синусе будут оба периода, что приводит к несоизмеримым нерегулярным пространственным осцилляциям. При увеличении W происходит неограниченное увеличение первого и второго периодов как функции модуля $k(W)$, действительной части радикала $\text{Re}[k(W)]$ полной энергии. Для вычисления константы W характерным объемом однородности является $(L_D)^3$ или дебаевская длина L_D , т. е. неявная немасштабируемость точного решения (в отличие от приближения Дебая — Хюккеля).

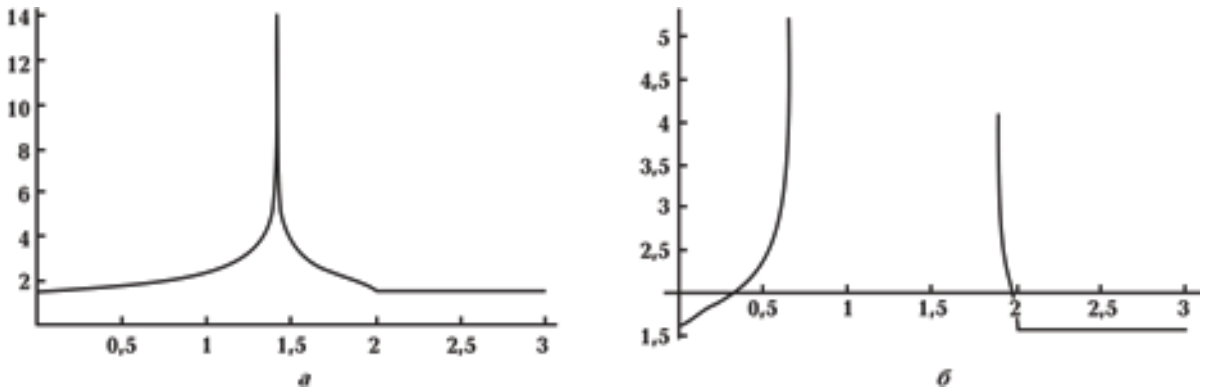


Рис. 2. Неограниченное возрастание периодов первого (а) и второго (б) эллиптических интегралов энергии как функция модуля $k(W)$ действительной части радикала $\text{Re}[k(W)]$ полной энергии W .

Таким образом, локальные квазистатистические вариации вертикальной компоненты электрического поля E_z (± 300 В, 10—100 кГц) могут достигать ионосферных слоев, повышая электронную температуру от стандартной в среднем на 28 % [Sharma et al., 2011].

Выводы. Получена одномерная модель среднего самосогласованного электростатического поля нижней атмосферы (0—30 км). Модель представлена уравнением Пуассона для самосогласованного поля электронов в плотном газе. Найдено точное решение в приближении постоянных коэффициентов, соответствующее интегрируемости классического осциллятора Морзе. Решение параметризуется величинами энергии поля в единице объема. Уравнение записано для открытой (по электронному балансу) одномерной подсистемы. Обращает на себя внимание следующее: если принять $\rho_0(\varphi) = \left(e^{\frac{u_+}{\theta}} + e^{\frac{u_-}{\theta}} \right)$, то правую часть можно пред-

ставить в виде разности квадратов и уравнение сохранит свою форму, масштабируясь так: ($\varphi \rightarrow 2\varphi$).

Базовыми функциями линейного приближения, в отличие от однородного приближения Дебая — Хюккеля, являются функции Эйри (Ai , Bi). Показана гиперполяризуемость распределения электронов, которая связана с возмущением приземного локального электростатического поля в результате пьезоэффектов от сейсмически активных разломов или границ очагов землетрясений.

Геометрический механизм усиления соответствует переходу решения от пропорционального к гиперболическому. Итерационный ряд приводит к особенности решения самосогласованного поля. В точном решении это существенная особая точка модулярных функций первого эллиптического интеграла — неявного решения. Решение при $n_i > n_e$ представляет волны зарядовой плотности (типа Фриделя) с периодом, равным длине дебаевского экранирования. Тормозящий и стабилизирующий фактор — наличие отрицательных ионов [Красногорская, 1972].

В рамках модели предложен физический механизм образования ЛОА, связанный с волнами зарядовой плотности и неоднородной (избыточной) электронно-ионной плотности в вертикальном поле. Данный механизм позволяет полагать, что появление предвестниковых аномалий электрического поля активных разломов и районов подготовки землетрясений обуславливает необычную морфологию ЛОА.

Важно отметить, что функционал самосогласованного поля для потенциала φ не является масштабно инвариантным. Масштаб осцилляций варьируется от длины экранирования Дебая до нескольких километров. Это приводит к численной жесткости в решении конечно-разностных схем.

Список литературы

- Алексеев В.В., Гаврилюк Ю.М., Громушкин Д.М., Джаппуев Д.Д., Куджаев А.У., Кузьминов В.В., Михайлова О.И., Стенькин Ю.В., Степанов В.И. Связь вариаций потока тепловых нейтронов из земной коры с лунными периодами и сейсмической активностью // Физика Земли. — 2009. — № 8. — С. 91—100.
- Антонова В.П., Володичев Н.Н., Крюков С.В., Чубенко А.П., Щепетов А.П. Результаты детектирования тепловых нейтронов на Тянь-Шане в разных гелиогеофизических условиях // 30-я Всерос. конф. по космическим лучам (ВККЛ): Тез. докл. — Санкт-Петербург, 2008. — С. 156—160.
- Добровольский И.П. Гравитационные предвестники тектонических землетрясений // Физика Земли. — 2005. — № 4. — С. 23—28.
- Войтов Г.И., Добровольский И.П. Химические и изотопно-углеродные нестабильности потоков природных газов в сейсмически активных регионах // Физика Земли. — 1994. — № 3. — С. 20—31.
- Горшков Г.В., Зябкин В.А., Лядковский Н.М., Цветков О.С. Естественный нейтронный фон атмосферы и земной коры. — Москва: Атомиздат, 1966. — 411 с.
- Гохберг М.Б., Агушкин В.В., Войтов Г.И., Пушкин М.Г., Кривомазова М.Г., Зельдина Б.Б. О реакции свободных газов Хибин на промышленный взрыв // Докл. АН СССР. — 1989. — **308**, № 5. — С. 1082—1087.
- Гохберг М.Б. Воздействие землетрясений и взрывов на атмосферу. — Москва: Наука, 2008. — 295 с.
- Дога Л.Н., Мартынов О.В., Пахомов Л.А., Натяганов В.Л., Степанов И.В. Наземно-космический мониторинг и прогноз мегаземлетрясения в Японии 11 марта 2011 г. // Наука и технол. разработки. — 2011. — **90**. — № 1. — С. 35—44.
- Ежов Б.В., Ищенко А.И. Отражение тектонических структур в строении облачного и ледового покровов // Морфоструктурные исследования на Дальнем Востоке. — Владивосток: ДВНЦ АН СССР, 1983. — С. 114—119.
- Займан Дж. Принципы теории твердого тела. — Москва: Мир, 1974. — 472 с.
- Красногорская Н.В. Электричество нижних слоев атмосферы и методы его измерения. — Ленинград: Гидрометеоиздат, 1972. — 323 с.
- Кужевский Б.М., Нечаев О.Ю., Шаврин П.И. Анизотропия тепловых нейтронов в атмосфере Земли // Геомагнетизм и аэронавигация. — 1995. — **35**, № 2. — С. 116—121.
- Лаврентьев М.А., Шабат Б.В. Методы теории функций комплексного переменного. — Москва: Наука, 1987. — 688 с.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая электродинамика. — Москва: Наука, 1989. — Т. 4. — 728 с.
- Мареев В.А. Достижение и перспективы исследований глобальной электрической сети // УФН. — 2010. — **180**, № 5. — С. 527—534.
- Михайлов Ю.М. О свойствах предвестников землетрясений в электростатическом поле в приземной атмосфере // Физика Земли. — 2007. — № 4. — С. 76—80.
- Морозова Л.И. Спутниковый мониторинг землетрясений. — Владивосток: Дальнаука, 2005. — 137 с.
- Мушкетов И.В., Мушкетов Д.И. Физическая геология. — Ленинград; Москва: ОНТИ НКТП, 1935. — Т. 1. — 908 с.

- Никифорова Н.Н., Кубицки М. Возмущения атмосферно-электрического поля литосферной и магнитосферной природы // Вторая Всероссийская школа-семинар по электромагнитным зондированиям Земли, г. Москва, 28—10 нояб. 2005 г.: Тез. докл. — Москва, 2005. — С. 90.
- Оболенский В.Н. Роль ионов, нейтральных и заряженных пылинок и химически активных ядер при образовании облаков и туманов // Журнал геофизики. — 1934. — 4, вып. № 1. — С. 90—103.
- Пулинец С.А., Хегай В.В., Боярчук К.А., Ломоносов А.М. Атмосферное электрическое поле как источник изменчивости ионосферы // УФН. — 1998. — 168, № 5. — С. 582—589.
- Русанов А.И. К термодинамике нуклеации на загрязненных центрах // Докл. АН СССР. — 1978. — 238, № 4. — С. 831—834.
- Смирнов В.В. Электризация аэрозоля, обводняющегося в биполярно ионизированном воздухе // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. — 2010. — 46. — С. 321—331.
- Смирнов С.Э. Особенности отрицательных аномалий квазистатического электрического поля на Камчатке // Геомагнетизм и аэронавигация. — 2005. — 45, № 2. — С. 282—287.
- Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. акад. И.К. Кикоина. — Москва: Атомиздат, 1976. — 1008 с.
- Физические свойства горных пород и полезных ископаемых (петрофизика). Справочник геофизика / Под ред. Н.Б. Дортмана. — Москва: Недра, 1984. — 485 с.
- Шулейкин В.Н. Атмосферное электричество и физика Земли. — Москва: ООО "ФЭД", 2006. — 159 с.
- Pruppacher H.R., Klett J.D. Microphysics of Clouds and Precipitation. — New York: Kluwer Acad. Publ., 1977. — 955 p.
- Roffman A. Short-lived daughter ions of radon 222 in relation to some atmospheric processes // J. Geophys. Res. — 1972. — 77. — P. 5883—5899.
- Sharma A.K., Patil A., Bhonsle R., Vhatkar R.S. Subrahmanyam P. Seismic effects in F2 region related to electron temperature // Геофиз. журн. — 2011. — 33, № 2. — С. 105—115.