

Диэлектрические функции поляризации тепловых электронов сухой атмосферы (до высот 12 км)

© Т. А. Белый¹, Ю. А. Зеленин², 2014

¹Институт геофизики НАН Украины, Киев, Украина

²Международный фонд "Хронограф", Одесса, Украина

Поступила 27 июня 2014 г.

Представлено членом редколлегии В. Н. Шуманом

Досліджено просторову дисперсію комплексної діелектричної проникності $\epsilon = \epsilon + i\eta$ підсистеми теплових електронів та іонів стандартної сухої атмосфери у наближенні середнього самоузгодженого електричного поля на основі правої частини рівняння sh-Пуассона. Верифікацію констант проведено за двома різними експериментальними наборами даних: а) синхронні приземні спостереження позитивних і негативних іонів; б) вертикальні профілі літакового зондування напруження електричного поля атмосфери. Показано, що значення констант ϵ , які отримані за вказаним набором даних, лежать у межах ізотопічного співвідношення для сольватованого електрона $\epsilon \sim \epsilon_p \sim 2 \cdot 10^5$ СГСЕ. Наведено формули для оцінки флуктуаційних діелектричних констант в одномодовому наближенні через W-функцію Ламберта (productlog). Проведено варіацію функціонала енергії за діелектричною константою як динамічною змінною. Отримано серію мультиплікативних поправок до больцманівського фактора ймовірності. Показано, що на рівні потенціалу є індукційна частина віртуального заряду струмів зміщення.

Ключові слова: діелектричні функції, самоузгоджене поле, електрони атмосфери.

Введение. Статья посвящена оценке величины статического параметра диэлектрического отклика $\epsilon (\omega \rightarrow 0)$ в рамках модели самосогласованного электрического поля атмосферы. Расчеты проведены по данным вертикального зондирования атмосферы до высот 6—10 км [Церфас, 1961; Материалы ..., 1963 а]. Натурные данные вертикальных профилей напряженности электрического поля атмосферы [Церфас, 1961] пересчитаны в профили избытка электронной плотности $n_i - n_e$, а также отдельно в профили ионов n_i и электронов n_e для приземного слоя [Павлов, 1937].

Экспериментально показано [Парамонов, 1956; Имянитов, Чубарина, 1964; Материалы ..., 1963 а], что в нижней атмосфере эффект накопления статического потенциала равен $\pm (50—100)$ В/м при вертикальных атмосферных токах $1,5—2$ Па/м². Эффект накопления потенциала возникает при разделении зарядов в поле силы тяжести (легкий электрон и тяжелый протийон) [Белый, Зеленин, 2012]. Для условий "ясного неба" (атмосфера без облаков) эффект носит сезонно устойчивый планетарный характер [Белый, Зеленин, 2013].

Попытка оценить разделение зарядов, используя больцмановский фактор (электрон в самосогласованном электрическом поле) при характерных параметрах поля $E = 100$ В/м и $kT = 0,025 \div 0,03$ эВ, на высоте 1 м дает экспоненциально малую величину: $\exp(-100 \cdot 1 / 0,025) = \exp(-4000)$. Тогда для высоты $h = 1000$ м имеем аргумент -4000000 . С физической точки зрения величина экспоненты является слишком малой. Натурные данные потенциала составляют: $V_{h=6000} = 100 \div 250$ кВ [Материалы ..., 1963 а].

Введение вместо kT эффективной оже-температуры возбужденной молекулы $kT^* = 100 \div 500$ эВ частично решает проблему компенсации большой отрицательной величины больцмановского аргумента, однако для натуральных значений потенциала $V_h = 6\,000$ имеем аргумент $\exp(-250\,000 \text{ В} / 100 \text{ В}) = \exp(-2\,500)$.

Внести поправку в больцмановский фактор можно введением локального диэлектрического экранирования заряда, согласно классическому определению в диэлектрике $e^* = e / \epsilon$ [Трофимова, 2006], предположив $\epsilon \sim 2 \cdot 10^3 \div 10^4$ СГСЭ: $\exp(-100 / 0,025 \epsilon)$.

Таким образом, забегая вперед, большие величины ϵ , полученные по данным синхронных измерений приземных концентраций положительных и отрицательных ионов (ниже табл. 1) и вертикальных самолетных измерений $\epsilon \sim 10^6 - 10^7$ СГСЭ (ниже табл. 4, 5), позволяют скомпенсировать большой отрицательный больцмановский аргумент и изолировать большие потенциалы.

Порядок величины ϵ хорошо согласуется с общефизическими оценками ϵ для сольватированного электрона (полярона большого радиуса). Так, при $\epsilon_p \sim 100$ СГСЭ [Востриков, Дубов, 2006 а, б] и $m_p = 1\,830 m_e$ порядок ϵ составит $100 (m_p / m_e) = 2 \cdot 10^5$ СГСЭ, где m_p, m_e — масса протона и электрона соответственно. Увеличение ϵ до $10^6 - 10^7$ СГСЭ соответствует увеличению потока ионизируемых частиц от приземных $1 - 1,5$ до $25 - 27 \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2} \text{ стер}^{-1}$ на высотах $12 - 15$ км [Таблицы ..., 1976].

Для описания релаксации тепловых и холодных электронов атмосферы в приближении самосогласованного по полю ϕ уравнения ш-Пуассона используется параметр поляризационного порядка $\psi = \phi / \epsilon \phi_0$ [Белый, Зеленин, 2013] с комплексным $\epsilon = \epsilon + i\eta$. В общем случае, ϵ обладает пространственной дисперсией в контексте электродинамики сплошных сред [Ландау, Лифшиц, 1982]. Временная дисперсия ϵ полагается усредненной по спектру флуктуаций поля. Мнимой части диэлектрической проницаемости соответствует дифракционная часть движения баллистических электронов аномального скин-эффекта [Соколов, 1961] в поле ридберговской молекулы и СВЧ-волны вплоть до $0,8 - 1$ ГГц.

Комплексный параметр порядка $\psi = \phi / \epsilon \phi_0$ (пси-потенциал), с одной стороны, соответствует критическим флуктуациям комплексного δ в модели Гинзбурга—Ландау, а с другой — синусной проводимости для джозефсоновского дифракционного тока (усредненное описание дифракционного туннелирования медленных электронов) [Лихачев, Ульрих, 1978]. Таким образом, в качестве глобального регулирующего элемента электрической системы атмосферы выступает самосогласованная сверхрешетка ("гофр") снятия трансляционной симметрии, наблюдаемая при джозефсоновских магнитометрических измерениях поля, без RC усреднения.

Определяемая диэлектрическая проницаемость в параметре пси-феноменологии объединяет все механизмы рассеяния аналогично показателю оптического преломления и поглощения, однако по сути является параметром среднего поля. По этому параметру поляризованный воздух до высот $10 - 12$ км находится в области критических флуктуаций относительно образования атмосферных дипольных страт снятия трансляционной однородности и перехода к фазе ионной сверхрешетки (плоскости стабилизации облачных горизонтов). Каждый горизонт имеет свою гистерезисную петлю в координатах проводимость—напряженность локального электрического поля (см. ниже рис. 2, б).

Введение комплексного ϵ в рамках теории аномальной дисперсии для металлооптики пленок [Соколов, 1961] позволяет записать самосогласованное уравнение сохранения заряда (уравнение Пуассона) и получить эффект поляризации в самополяризуемой среде. Общее решение уравнения Пуассона в приближении среднего значения $\rho_0(h) = \rho_0$, $\epsilon = \epsilon_0$ и $\epsilon_0(h) = \epsilon_0$ имеет вид эллиптического синуса [Белый, Зеленин, 2013], описывающего стоячую волну поляризации для нижней атмосферы.

Величины ϵ верифицированы по трем группам расчетов: а) приземная часть, включающая положительные и отрицательные ионы; б) дипольное приближение до высот $600 - 1\,000$ м; в) приближение комплексной диэлектрической константы на всем интервале вертикальных профилей самолетного зондирования до 6 км. Минимальным количеством мод для описания общей картины распределения электронной плотности в атмосфере являются три моды с длиной полуволны порядка $1\,250, 124, 50$ м [Белый, Зеленин, 2013]. В зависимости от сезона эти величины могут различаться на $10 - 15\%$. В отличие от традиционного двухмодового приближения [Ландау, Лифшиц, 1979], фурье-анализ плотности электронов дает в начале координат $5 - 10$ основных мод, из которых данные представляются главными.

Оценка пространственной дисперсии комплексной диэлектрической проницаемости ϵ проводится в приближении поляризационного диполя с мнимой диэлектрической константой на основе правой части самосогласованного уравнения Пуассона [Белый, Зеленин, 2013]:

$$\frac{d^2 \varphi}{dz^2} = 4\pi \rho_0 \operatorname{sh} \left(\frac{\varphi}{\epsilon(z) \varphi_0} \right). \quad (1)$$

Ниже будет показано, что средняя линия напряженности электрического поля структурируется включением дополнительной вариации $\delta\epsilon(z)$ функционала sh-Гордона по диэлектрической "константе" $\delta\epsilon(z)$ в общий гамильтоновы принцип для полной энергии $\delta L(\varphi, \epsilon)$. Для атмосферных электронов вариация по $\delta\epsilon$ дает мультипликативную поправку к затравочному больцмановскому распределению самосогласованного уравнения sh-Пуассона в неявном виде.

Для расширения задачи на область больших флуктуаций необходимо добавить нулевую часть свободной энергии F_0 для ридберговских электронов ($\sim 0,8$ — 1 ГГц) к самосогласованной полевой. В нашем случае ограничиваем анализ областью лэнгмюровской релаксации и экспериментально подбираем константы параметра порядка из натуральных профилей [Церфас, 1961], что соответствует неявному усреднению по области высоких частот.

Уточнение параметризации до рабочей модели требует включение многоволнового случая. В данной статье система анализируется по нулевому приближению — эффекты резонансного взаимодействия мод (типа Биркгофа) преобразовываются ("перегоняются") в пространственную дисперсию ϵ . Стохастизация процесса проходит через радиочастотные флуктуации, и далее, через цепочку резонансов (бифуркаций), преобразуется в ионно-звуковые моды с групповой скоростью $v_{\text{гр}} \sim c/n$, где c — скорость света, $v_{\text{гр}}$ — групповая скорость ионно-звуковых волн. Тогда $n = c/v_{\text{гр}} \sim 10^5$. При $n = \sqrt{\epsilon}$ возможно динамическое взаимодействие ионно-звуковых и электромагнитных волн [Лундин, 1972].

Размен энергии ионизационных частиц, кроме черенковского канала тормозного излучения, имеет СВЧ-канал полосы ($0,8$ — 1 ГГц) распада ридберговского континуума возбужденных молекул N_2 , O_2 [Голубков и др., 2011]. Собственно установление равновесия в полевой системе (эргодизация) проходит через канал волнового взаимодействия лэнгмюровских колебаний диапазона $0,5$ — $1,5$ МГц и резонансного волнового взаимодействия в гигагерцовой области распада ридберговского континуума [Рабинович, Фабрикант, 1979; Рабинович, Трубецков, 1984]. Резонансный характер волнового взаимодействия просматривается как максимумы рассчитанных, согласно [Материалы ..., 1963 б], эмпирических корреляционных функций приземного электрического поля для планетарных времен $1, 3, 5$ ч, что предварительно можно интерпретировать как мягкую моду $\sim 4,5$ — 8 км [Белый, Зеленин, 2012].

Сверхчувствительность такой системы оправдывается как стратификация плотности в окрестности критической точки структурного фазового перехода в кулоновской задаче многих тел. Система представляется уравнением среднего поля типа sh-Гордона с правой частью в виде разности фаз элементарной поляризуемой частицы (sh-Гордона) и кинетической больцмановской релаксацией как локальный sh-ланжевенский диполь. Комплексный параметр порядка ψ включает в себя элементарный поляризуемый форм-фактор $\varphi / (\epsilon + i\eta) \varphi_0$, моделирующий самополяризацию среднего ридберговского электрона (частицы) и его дифракционные свойства для тепловых энергий.

Индивидуальное движение баллистической (металлооптика пленок) части электронов является инфинитным в отличие от гармонического движения электронов в модели твердых диэлектриков и полупроводников [Фрелих, 1960]. Примером может служить движение электронов в триоде или лампе бегущей волны [Григорьев и др., 2006] — уравнение для осциллятора типа Ван-дер-Поля. Фазовое пространство осциллятора Ван-дер-Поля содержит области предельного цикла и параметрической раскачки, соответствующие орбитированным траекториям электронов. Релаксация в такой системе не является строго плазменно-кинетической (столкновительного типа) и носит характер модового эргодического перемешивания для струны Ферми — Паста [Заславский, 1984], где термодинамическая температура имеет параметрический характер.

Величина диэлектрической проницаемости электронов сухого воздуха соответствует многочастичной (коллективной) поляризуемости ридберговских состояний в процессе их распада,

стабилизированных дипольной блокадой [Robert-de-Saint-Vincent et al., 2013; Daniel, Pierre, 2010]. Так, величина электронной поляризуемости одной оже-возбужденной молекулы (Auger, 1925) [Демехин и др., 2008; Hikosaka et al., 2008; Смирнов, 1982] имеет порядок $\alpha_e \sim \alpha_0 \cdot n^7$, где α_0 — поляризуемость атома водорода; n — главное квантовое число. При $n = 100 \div 500$ [Голубков и др., 2011] $\alpha_e \sim \alpha_0 \cdot 100^7 = \alpha_0 \cdot 10^{14}$ и более. Флуктуации потенциала в этой системе на несколько порядков больше $4kT$ — найквистовского белого шума [Holzworth et al., 2005].

Методически это означает, что искать универсальную огибающую эмпирическую функцию больцмановского типа для потенциала ϕ на всей протяженности атмосферы при разных радиационных обстановках и числах Вольфа не оправданно. Профиль потенциала ϕ есть общее решение нелинейного уравнения. Натурные флуктуации поля генерируются нелинейным резонансным взаимодействием мод и могут быть понятны на уровне методов статистической радиоизики [Рытов, 1976; Рытов и др., 1978] и спектрального анализа случайных процессов распространения радиоволн [Коняев, 1973].

Общие положения электронной подсистемы атмосферы. Таунсендовская область. По вертикальным токам атмосферу можно разделить на следующие области [Niall, 2011]: стандартная атмосфера $10^{-12}—10^{-9}$ А/м²; темновая (квантовая) ридберговская плазма $10^{-9}—10^{-7}$ А/м²; область насыщения $10^{-7}—10^{-6}$ А/м²; предтаунсендовский и таунсендовский разряды $10^{-6}—10^{-3}$ А/м². Слой от 50 км и до термосферы характеризуется областью коронирующих разрядов $10^{-6}—10^{-3}$ А/м², что является омическим источником нагрева термосферы.

В схематическом виде формирование зарядовой нестабильности атмосферы приведено на рис. 1.

Поляризационная (флуктуационная) область формирования зарядовой нестабильности стандартной атмосферы соответствует участкам *a—b* характеристики (рис. 1, Б). Вертикальная стенка (участок *b—в*) соответствует области переключения (насыщение по току). Эта область может быть также вогнутой в районе страты, т. е. возможен генерационный эффект гановского типа. Вогнутость появляется за счет носителей с разной степенью подвижностей — баллистических электронов и электронов, связанных с электроотрицательными ловушками аналогично ловушечным электронам в полупроводнике.

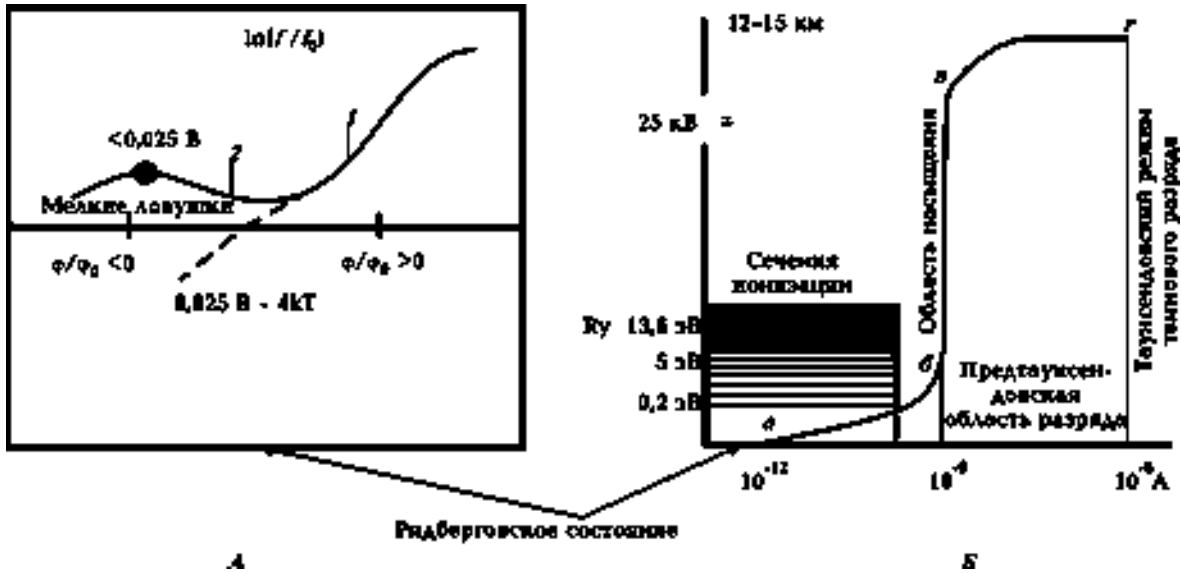


Рис. 1. Области формирования зарядовой нестабильности атмосферы в терминах токовых состояний: А — ридберговская часть больцмановского фактора согласно [Ткачев, Яковленко, 1997]; Б — вольтамперная характеристика темновой области атмосферы: $Ry \sim 13,6$ эВ — ридберговское состояние атома или молекулы; 1, 2 — первая и вторая "долины"; *a—b* — ридберговская плазма; *b—в* — область насыщения или запираания (баллистическая область, обедненная носителями); *в—г* — предтаунсендовская область разряда; *г* — Таунсендовский режим темного разряда, коронирующий разряд.

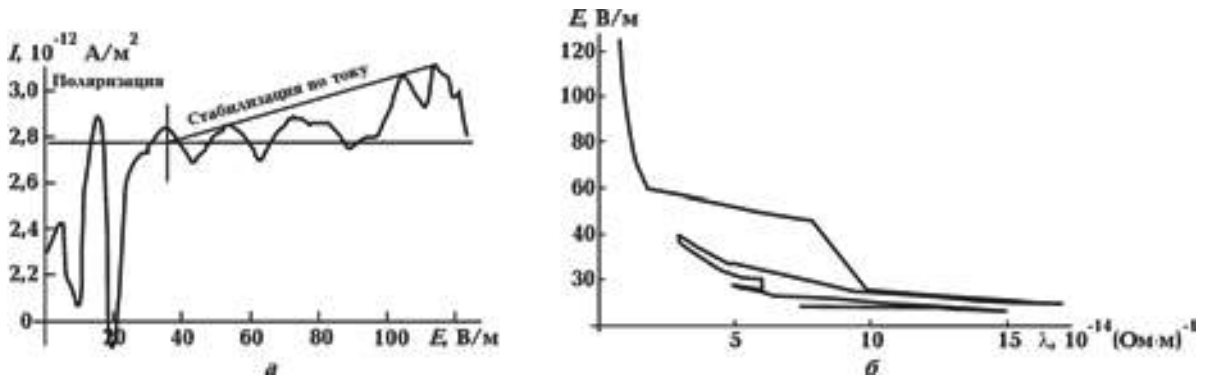


Рис. 2. ВАХ атмосферы до 30 км, август 1972 г., Кагосима (Япония): а — ток-потенциал; б — проводимость—напряженность.

На рис. 2 представлен экспериментальный профиль вольт-амперной характеристики (ВАХ) воздуха до высот 30 км, построенный по данным баллонных наблюдений за август 1972 г., Кагосима (Япония) [Материалы ..., 1974] в координатах атмосферный ток—потенциал, проводимость—напряженность. Данные вертикального профиля начинаются с 4,8 км. Вертикальная черта разделяет поляризационную (темновой разряд) и стабилизационную (стабилитрон) части в районе высот 10—11 км. Распределение на рис. 2, а свидетельствует о том, что система переходит из состояния стратификации в режим стабилизации по току. Сглаживание стратификации происходит на высотах выше тропосферных [IRI-2007].

Согласно работе [Handbook ..., 1985], общие параметры электронного распределения для нижней атмосферы составят: в тропосфере (0—10 км) количество электронов $350\text{—}700 \text{ см}^{-3}$; в стратосфере (10—20 км) — $1\ 000 \div 1\ 500 \text{ см}^{-3}$; среднее расстояние между электронами 0,1 см; энергия кулоновского взаимодействия $e^2 n^{1/3} \sim 10^{-7} \text{ эВ}$; скорость образования радиационных электронов от 5—10 до 50—70 э/с. Для приведенных величин параметр идеальности плазмы составит $\gamma = e^2 n^{1/3} / kT \sim 10^{-5}$. С этой точки зрения рассматриваемую подсистему можно охарактеризовать как классическая кулоновская *переохлажденная* плазма [Майоров и др., 1994]. Рассеяние электронов происходит на флуктуации среднего поля без существенной передачи импульса.

Ридберговский "флюид". Ливневые и радиационные электроны, проникая в тропосферу в результате столкновений с буферным газом основного состава атмосферы (O_2 , N_2), достигают валентную область ионизации ридберговского континуума (5—10 эВ) через оже-процессы внутри оболочечной конверсии основных возбуждений и по этому каналу термализуются до:

- а) тепловых энергий порядка 0,25 эВ с баллистическими траекториями движения (континуум);
- б) холодных энергий порядка 0,025 эВ $\sim 0,1 \text{ kT}$ [Ткачев, Яковленко, 1997] с падением на экранированный кулоновский центр электроотрицательных комплексов и флуктуационных ловушек (орбитирование).

Оже-ионизация молекул воздуха N_2 , O_2 проходит через резонансное комбинационное возбуждение (100—250 эВ) с выходом на ридберговский континуум основной молекулы. Время жизни эксимера экспериментально оценивается секундами при величинах главного квантового числа $n \sim 100 \div 500$. Оже-ионизация сохраняет избыток энергии в форме высоковозбужденной гиперполяризуемой молекулы $\alpha \sim n^7$ [Смирнов, 1982] в отличие от ультрафиолетового диапазона энергии $\lambda \sim (100\text{—}120) \text{ нм}$, ионизирующей валентный электрон с основного квантового состояния. Квантовый выход ионизации и возбуждения в сумме составляют единицу, поэтому в ионизируемом объеме присутствуют сравнимые количества оже-возбужденных молекул-электронов n_e^* и собственно свободных n_e электронов континуума (проводимости) $n_e^* \sim (0,1\text{—}0,9) n_e$ [Голубков и др., 2011].

В табл. 1 представлены основные масштабные соотношения степени возбуждения для типичной ридберговской частицы от функции радиального квантового числа n . Здесь r — радиус

Т а б л и ц а 1. Масштабные отношения степени возбуждения для типичной ридберговской частицы от функции радиального квантового числа n

Ридберговская чувствительность	Единица	Скэйлинг по n	n		
			50	100	500
Радиус частицы	μ	$\sim n^2$	0,11	0,46	11,7
Критическое поле	В / см	$\sim n^{-4}$	107	6,7	0,01
Дипольный момент	$e a_0$	$\sim n^2$	3 900	15 600	$3,9 \cdot 10^6$
Штарковская поляризуемость	ГГц (В/см)	$\sim n^7$	37,25	$4,76 \cdot 10^3$	$3,73 \cdot 10^8$
Боровская поляризуемость	a_0^3	$\sim n^6$	$a_0^3 \cdot 50^6$	$a_0^3 \cdot 100^6$	$a_0^3 \cdot 500^6$

частицы; $a_0 = 0,53 \cdot 10^{-8} = 0,0053 \mu$ — боровский радиус; α — поляризуемость; d — дипольный момент; $E_{кр}$ — критическое поле.

Из табл. 1 видно, что при оже-ионизации наблюдается гиперполяризуемость индивидуальной частицы и спонтанная дипольная поляризация. Например, если радиус частицы r увеличится на $\sim n^2$, то поляризуемость α увеличится на $\sim n^6$. Таким образом, поляризуемость квантовой подсистемы атмосферы составит $\sim L^3$, т. е. $\alpha \sim L^3$. Для натуральных напряженностей электрического поля ~ 1 В/м туннельная ионизация возможна как оже-процесс уже при $n \sim 100$, т. е. $\alpha \sim L^3$.

В этом случае ϵ будет определяться поляризуемостью не всей электронно-ионной подсистемы, а подсистемы ридберговских молекул. Иными словами, физически величина ϵ отражает не только количество свободных электронов, но и степень возбуждения ансамбля ридберговских состояний атмосферы.

Согласно экситонной теории полупроводников существует практически прямая пропорциональность поляризуемости экситонного ансамбля количеству экситонов возбужденных центров. Полная ионизационная кинетика электронно-ионной подсистемы атмосферы будет состоять из стандартных $\{n_e, n_i^-, n_i^+\}$ и возбужденных $\{n_e^*, n_i^{*-}, n_i^{*+}\}$ компонент соответственно.

Часть энергетического спектра $n(\mathbf{r}, E \rightarrow kT)$ электронов а) и б) имеет эргодический тип релаксации, выявленный только прямым численным моделированием [Ткачев, Яковленко, 1997] на малых системах, достигающих порядка $2 \cdot 10^3$ электронов. В них кинетические и релаксационные константы по абсолютной величине меньше на несколько порядков, чем предсказываемые по кинетической теории, соответственно время релаксации больше. В области ридберговского спектра больцмановская экспонента имеет перелом.

Теоретический аспект явления электрической стратификации состоит в снятии трансляционной симметрии распределения больцмановского профиля в поляризационные волны зарядовой плотности типа "гофра" (сверхрешетки) с накоплением потенциала до значений $(2-5) \cdot 10^5$ В для высот 3—5 км при начальных приземных значениях 50—120 В/м. В таком поле тепловые электроны со скоростями 90—94 км/с дрейфуют со скоростями 1—5 км/с. Дипольные плоскости собственно и являются узловыми поверхностями инфинитного движения.

Механизм образования сверхрешетки это инерционное просачивание электронов в собственной ленгмюровской волне — демпфированный проскок. Физически такой механизм можно представить следующим образом: электроны, удаляясь от медленного положительного ионного распределения, создают поляризационный дефицит (например, ± 10 э/см³). К месту поляризационного дефицита начинает притягиваться избыток электронов из соседних областей, образуя первую волну нейтрализации. Полной нейтрализации не происходит, остается инерционный дефицит (например, ± 5 э/см³). В границах двух полуволн процесс повторяется, разделяя первичный диполь еще на два диполя нейтрализации аналогично образованию диполя Ганна в полупроводнике. Детектирующие свойства диода Ганна основаны на его чувствительности зарядового диполя электрического поля в ГГц диапазоне [Физическая ..., 1988, с. 415].

В процессе бифуркации положительные ионы накапливают фазовый сдвиг силы тяжести, который приводит к аномальным пикам потенциала, вплоть до пробойных значений. С точки зрения классической механики, механизм стратификации представляет снятие классической кулоновской нестабильности (вогнутости кулоновского потенциала) многочастичной системы в гравитационной ловушке и аналогичен фазовым переходам образования доменных границ и сверхрешеток с мягкой модой $\sim 4,5 \div 8$ км. Поэтому следует ожидать сверхполяризуемость такой структурированной электронной подсистемы атмосферы в окрестности эргодического равновесия, особенно вблизи либрационных точек. Предположительно эффект гравитационной поляризации усиливает растяжение волнового пакета ридберговского электрона с энергией $\epsilon_{\text{рид}} = 10^{-6} \div 10^{-7}$ эВ (1—10 ГГц), тогда как замедление в гравитационном поле Земли происходит с потенциальной энергией $\epsilon_{\text{грав}} \cong 3 \times 10^{-3}$ эВ.

Дополнительным квантовым эффектом для медленных электронов является наличие ридберговского экситона — многочастичная стабилизация времени жизни ридберговского состояния — дипольная блокада [Robert-de-Saint-Vincent et al., 2013]. Для молекул N_2 , O_2 время жизни ридберговского состояния достигает 1—140 с при радиационных 10^{-16} с и триплетных 10^{-3} — 10^{-10} с (см., например, данные из табл. 1, 2 [Смирнов, 1982]): N_2 ($A^3 \Sigma_u^+$), $\epsilon^* = 6,22$ эВ, $\tau = 2$ с; O_2 ($a^1 \Delta_g$), $\epsilon^* = 0,98$ эВ, $\tau = 3 \cdot 10^3$ с; O_2 ($b^1 \Sigma_g^+$), $\epsilon^* = 1,64$ эВ, $\tau = 12$ с; O (1D)— O (3D), $\epsilon^* = 1,97$ эВ, $\tau = 140$ с; O (1S)— O (1D), $\epsilon^* = 4,19$ эВ, $\tau = 0,8$ с.

Например, для электронов экспериментальные времена релаксации от начального возмущения в виде взрыва [Адушкин, Соловьев, 2004] составляют 0,2—0,5 с для "быстрых" процессов и 50—70 с для "медленных". Быстрая релаксация сопровождается излучением пакета импульсов радиоволн в диапазоне от 1—1,5 МГц до 10^2 Гц — от ленгмюровских до звуковых частот.

Медленную релаксацию избыточных электронов можно понять, перенормировав ленгмюровские частоты электронов для коллективной диэлектрической проницаемости среды, составляющей по протонному эквиваленту $2 \cdot 10^5$ СГСЭ, в соответствии с моделью самосогласованного поля. Тогда для электронов время релаксации составит $\omega_{L_\epsilon}^{-1} = \omega_L^{-1} \sqrt{\epsilon} \cong 10^{-6} \cdot 4,5 \cdot 10^2 \cong 10^{-4}$ с; для ионов $\omega_{L_\epsilon}^{-1} = \omega_L^{-1} \sqrt{\epsilon} \cong 10^{-3} \cdot 4,5 \cdot 10^2 \cong 1$ с; дебаевское экранирование размывается на фактор $\sqrt{\epsilon} : L_{D_\epsilon} = \sqrt{\epsilon} L_D$ — до поляризационной полуволны.

Медленная часть релаксации соответствует диссоциации мелких электроотрицательных и флуктуационных ловушек (движение вместе с ионами) для квазисвязанных ридберговских электронов с учетом эффектов дипольной блокады коллективных ридберговских состояний.

В атмосфере электроны находятся в состоянии непрерывной части спектра кулоновской задачи многих тел. Рассеяние проходит не в вакууме, а в ридберговский кулоновский континуум [Голубков и др., 2011] межчастичного многоцентрового самосогласованного поля. Таким образом, мы имеем не только холодную плазму согласно [Ключарев и др., 2008], но и эргодическую малочастичную полуклассическую [Ткачев, Яковленко, 1997], ридберговскую [Зеленер и др., 2010] и ультрахолодную ридберговскую плазму с учетом коллективного эффекта дипольной блокады [Robert-de-Saint-Vincent et al., 2013]. Реальная плотность метастабильных молекул O_2 ($^1 \Delta_g$) в атмосфере Земли на высоте 50 км составляет 10^{10} см $^{-3}$ [Evans et al., 1968; Hasset et al., 1969] при плотности азота 10^{16} см $^{-3}$ и при средних вариациях электронов 10^3 — 10^4 см $^{-3}$. В такой плазме в качестве основных выступают многочастичные поляризационные эффекты. Поэтому для описания токовых и дифракционных (падение электрона на центр) эффектов оправданным является введение комплексной части диэлектрической проницаемости как коллективного эффекта гиперполяризуемости ридберговского состояния.

Накопление атмосферой потенциала при малых токах и напряженностях поля оказывается существенным для натуральных масштабов атмосферы ~ 1 км 3 , которые на несколько порядков превышают масштабы моделируемых систем ($2000/500 = 4$ см 3) [Ткачев, Яковленко, 1997]. В режиме стратификации система не масштабируема.

Так, дрейфовые скорости электронов $v_{\text{др}}$ в плотных газах ~ 2 —5 км/с [Таблицы ..., 1976]. При средних полях $E \sim 10 \div 100$ В/см подвижность электронов составит $\mu \sim v_{\text{др}} / E \cong 2 \cdot 10^3$ [см 2 / (В · с)], что соответствует диапазону электронных подвижностей для чистого и легированного полупроводника кремния. Таким образом, электрические макросвойства электронноионной

подсистемы воздуха меняются от диэлектрических до полупроводниковых, что обуславливает дополнительный механизм генерации и самосогласования по току — режимы запираания и отпираания страт атмосферы, наподобие запираания и отпираания сеток распределенного триода. Такая квазиклассическая кулоновская идеальная плазма не поддерживает, в отличие от твердого тела [Фрелих, 1960], постоянство экранирования. Принцип минимума эквивалентен самосогласованию по диэлектрической проницаемости и соответствует дополнительному варьированию по величине ϵ как динамической переменной при заданных $\varphi, \nabla\varphi: L(\varphi, \nabla\varphi, \epsilon) \rightarrow \delta L / \delta\varphi; \delta L / \nabla\varphi; \delta L / \delta\epsilon$ (самосогласованию по ϵ).

Движение электронов принципиально отличается от локализованных гармонических колебаний модели диэлектрической проницаемости твердого тела [Фрелих, 1960, Приложение 1] и соответствует квазипериодическому падению на центр и параметрическим резонансам, известным для электронных приборов типа триод, лампа бегущей волны [Григорьев и др., 2006], и активным газовым средам [Рабинович, Трубецков, 1984].

Основной механизм поляризации описывается самосогласованным уравнением среднего поля типа sh-Гордона (правая часть уравнения Пуассона (1)) для больцмановской поляризационной правой части и комплексной диэлектрической константы.

Двухдолинный характер распространения ридберговского электрона. Электроны групп а) и б) статистически просматриваются уже на данных наземных наблюдений как группировка вокруг значений $\epsilon \sim 2 \cdot 10^4$ и $\epsilon \sim 2 \cdot 10^5$ и показаны в табл. 2. Подвижная компонента электронов группы а) (см. рис. 1, А, "первая долина") проявляется при насыщении электронно-акцепторных ловушек. Так как задача определения спектра возбуждения в данной статье не ставилась, можно качественно отнести большие величины ϵ ($\sim 10^6 \div 10^8$ СГСЭ) к подвижной части электронов, а величины, меньшие ($10^4 - 10^5$ СГСЭ), — к локализованным квазистационарным состояниям. Акцепторными ловушками группы б) (см. рис. 1, А, "вторая долина") могут служить ионы, кластеры воды ($(H_2O)_n^-$, $n \sim 11 \div 12$) [Востриков, Дубов, 2006 а, б; Дубов, 2007], водные клатраты. Можно предположить, что такая среда представляет собой активную генерационную среду, так как константа диэлектрической проницаемости может менять знак с положительного на отрицательный. Отрицательные тяжелые ионы понижают диэлектрическую проницаемость до $10^3 - 10^4$ СГСЭ.

Из табл. 2 видно, что вариации констант диэлектрической проницаемости варьируют в пределах $10^4 - 10^5$ СГСЭ. Диэлектрические постоянные тяжелых ионов на порядок меньше легких. Среднее геометрическое значение для электронов а) и б) составляет 750, 1 050 при дефиците $5 - 10$ э/см³.

Т а б л и ц а 2. Прямое определение константы диэлектрической проницаемости ϵ , СГСЭ, из концентрации легких n_+ , n_- и тяжелых N_+ , N_- ионов в приземном слое атмосферы

		Легкие ионы, см ⁻³					
n_+	980	840	680	860	820	660	
n_-	570	770	740	1 000	860	700	
ϵ	$1,48 \cdot 10^4$	$9,19 \cdot 10^4$	$9,52 \cdot 10^4$	$5,3 \cdot 10^4$	$1,7 \cdot 10^5$	$1,38 \cdot 10^5$	
		Тяжелые ионы, см ⁻³					
N_+	40 000	17 500	16 000	19 500	22 000	29 000	
N_-	32 000	14 000	19 500	11 000	52 000	24 000	
ϵ	$3,58 \cdot 10^4$	$3,58 \cdot 10^4$	$4,04 \cdot 10^4$	$1,39 \cdot 10^4$	$0,93 \cdot 10^4$	$4,22 \cdot 10^4$	

Примечание: пример расчета ϵ для средних значений легких ($n_+ = 721$, $n_- = 724$) и тяжелых ($N_+ = 16\ 706$, $N_- = 16\ 970$) ионов при $\varphi = 100$ В/м, $\varphi_0 = 0,025$ В:

$$\epsilon = -2\varphi / \varphi_0 \ln(n_- / n_+), \quad \epsilon = -2 \cdot 100 / 0,025 \ln(724 / 721) = 1,926 \cdot 10^6 \text{ СГСЭ},$$

$$\epsilon = -2\varphi / \varphi_0 \ln(N_- / N_+), \quad \epsilon = -2 \cdot 100 / 0,025 \ln(16\ 706 / 16\ 970) = 5,105 \cdot 10^5 \text{ СГСЭ}.$$

Самосогласование по диэлектрической константе. Рассмотрим с позиции активной среды эффект экранирования, используя *прямое определение* диэлектрической константы как перенормированного заряда:

$$e^* = e / \epsilon.$$

Тогда, сопоставляя $e^2/\epsilon r = (e^2/r) \exp(-L/L_D)$, получим $\exp(-L/L_D) = 1/\epsilon$. В конечном виде выражение для диэлектрической проницаемости примет вид

$$\epsilon = \exp(L/L_D). \quad (2)$$

Здесь L_D — длина дебаевского экранирования (~ 6 — 9 см). Константа L сопоставляется с экспериментальными величинами (концентрация электронов в см^3) и составляет порядка одного метра (75 — 110 см). Например, для приземного слоя $L_{720} = L_D \ln(\epsilon) = 6,2 \ln(2 \cdot 10^5) \sim 75,6$ см; для стратосферы (8 — 10 км) — $L_{1050} = L_D \ln(\epsilon) = 9,05 \ln(2 \cdot 10^5) \sim 110,4$ см. Константу L можно интерпретировать как длину кулоновской корреляции волн зарядовой плотности. Порядок величины L для страт атмосферных электронов дает наблюдаемые осцилляции плотности 1 — 10 м.

При учете эффекта среды (самосогласование по ϵ) введем длину дебаевского экранирования в среде $L_{D\epsilon} : 1/L_{D\epsilon}^2 = 1/L_D^2 \cdot 1/\epsilon$. Тогда соотношение (2) переходит в уравнение для дисперсии $\epsilon(x)$:

$$\epsilon = \exp\left(x / \left(L_D \sqrt{\epsilon}\right)\right) \text{ или } \sqrt{\epsilon} \ln(\epsilon) = x / L_D.$$

Решая трансцендентное уравнение, получаем для действительной части ϵ выражение W-функция Ламберта (productlog):

$$\epsilon(x) = x^2 / 4L_D^2 \text{ productlog}(\pm x / 2L_D)^2.$$

Для случая комплексной диэлектрической проницаемости необходимо извлечь квадратный корень из комплексной величины и факторизовать уравнение на действительную и комплексную части. Для краткости введем обозначения: $1/\sqrt{\epsilon + i\eta} = 1/\sqrt{\epsilon'} + 1/\sqrt{\eta'}$. Тогда для двух параметров ϵ и η получим два действительных уравнения:

$$\epsilon + i\eta = \exp\left(x / L_D \sqrt{\epsilon'}\right) \left(\cos\left(x / L_D \sqrt{\eta'}\right) + i \sin\left(x / L_D \sqrt{\eta'}\right)\right). \quad (3)$$

Примем следующее приближение: $\sqrt{\epsilon'} \cong \sqrt{\epsilon}$, а $\sqrt{\eta'} \cong \sqrt{\eta}$. Тогда выражение (3) запишется в виде

$$\epsilon = \exp\left(x / L_D \sqrt{\epsilon'}\right) / \cos\left(x / L_D \sqrt{\eta'}\right).$$

Решая его, получим уравнение для ϵ с учетом комплексной части:

$$\epsilon = x^2 / 4L_D^2 \text{ productlog} \left(\frac{1}{2L_D^2} x^2 \cos\left(\frac{x}{\sqrt{\eta} L_D}\right) \sqrt{\frac{L_D^2 \sec\left(\frac{x}{\sqrt{\eta} L_D}\right)}{x^2}} \right)^2.$$

График зависимости действительной и комплексной частей W-функция Ламберта для линейного дебаевского приближения ($L_D \sim 0,1$ м) представлен на рис. 3.

Как видно из рис. 3, б, учет комплексной части ϵ , в отличие от линейного тренда действительной части рис. 3, а, приводит к областям локализации. Области локализации имеют характерный масштаб 50 — 100 м. Значения ϵ по порядку величин хорошо согласуются между собой. Например, при $x \sim 350$ м значения вещественной части ϵ составляет $8 \cdot 10^4$ СГСЭ, а значения комплексной — около $1 \cdot 10^5$ СГСЭ.

При учете сверхполяризуемой среды самосогласованная длина экранирования Дебая $L_{D\epsilon}$ увеличится на величину $\sqrt{\epsilon}$ и для действительной и мнимой частей ϵ составит $L_{D\epsilon} = L_D \sqrt{\epsilon}$

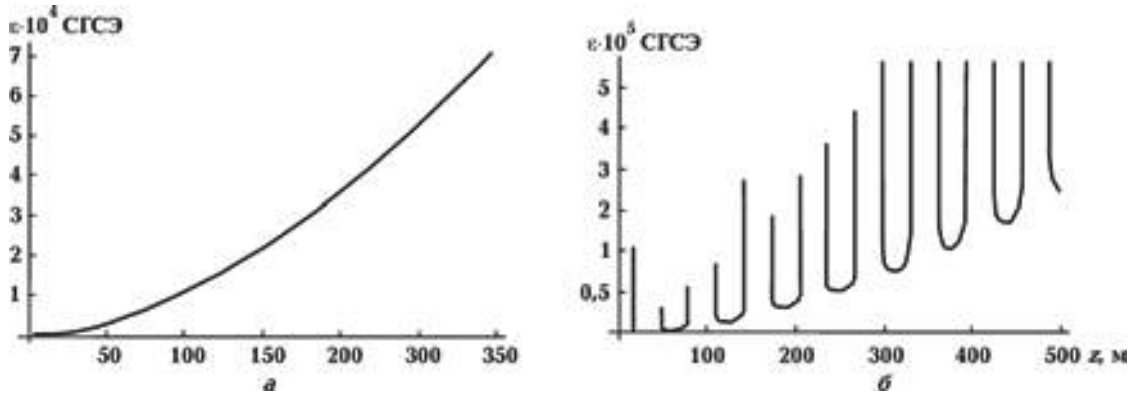


Рис. 3. Линейное дебаевское приближение для пространственной дисперсии самосогласованной диэлектрической проницаемости ϵ : a — действительная часть ϵ ; b — учет комплексной части η (токов смещения).

и $\Lambda_{D\eta} = L_D \sqrt{\eta}$. Оценим $L_{D\epsilon}$, используя характерные значения концентрации электронов для приземного слоя атмосферы ($n_e \sim 720 \text{ см}^{-3}$, $\epsilon = 5000$, $\eta = 900$):

$$L_{D\epsilon} \sim 6,2 \sqrt{5000} = 438 \text{ см}; \quad \Lambda_{D\eta} \sim 6,2 \sqrt{900} = 186 \text{ см}.$$

Для стратосферных концентраций ($n_e \sim 1050 \text{ см}^{-3}$) получим соответственно: $L_{D\epsilon} \sim 640 \text{ см}$; $\Lambda_{D\eta} \sim 271,5 \text{ см}$. Таким образом, согласование по ϵ (эффект самополяризуемости среды) приводит к пространственным осцилляциям плотности порядка 2—5 м. Пространственная дисперсия функции диэлектрической проницаемости в окрестности узловых точек (квазиравновесий) с учетом эффекта среды имеет полюсы и представлена на рис. 4.

Первым линейным эффектом самосогласования по полю является классическое дебаевское экранирование кулоновского взаимодействия (e^2/r) $\exp(-r/L_D)$.

Согласно теореме вириала, средняя кинетическая энергия должна равняться половине потенциальной энергии $\langle K \rangle = -1/2 \langle \Pi \rangle$. Поэтому можно сделать вывод, что в $\langle \Pi \rangle$ участвуют электроны всей сферы экранирования: $(4/3) \pi L_D^3 = 900 [\text{см}^3] \cdot 720 [\text{э/см}^3] = 6,5 \cdot 10^5 e$. Физически в этом случае теорема вириала реализуется за счет коллективизации потенциальной энергии

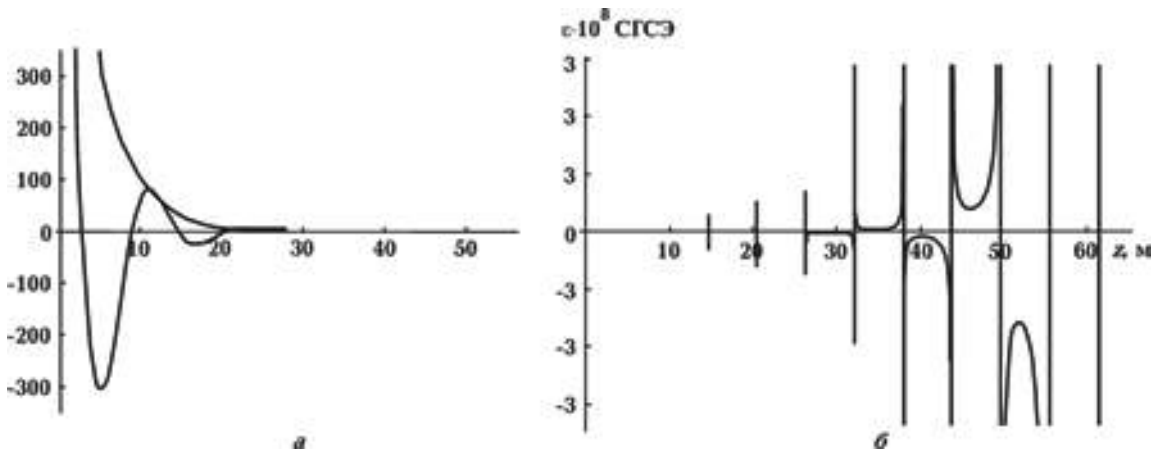


Рис. 4. Распределение плотности электронов в окрестности равновесной координаты с учетом самосогласования по диэлектрической постоянной ϵ (эффект среды): a — пространственная дисперсия диэлектрической функции ϵ ($n \sim 1050 \text{ см}^{-3}$, $\epsilon = 5000$, $\eta = 900$); b — полюсы диэлектрической функции, соответствующие узловым точкам колебания плотности или точкам равновесия ($\Lambda = 3,142 \cdot 1,86 = 5,84 \text{ м}$). При наличии нескольких ионных компонент картина будет осложнена сериями пиков.

электронов в пределах сферы экранирования, что и дает множитель порядка 10^5 . Степень динамического перемешивания траекторий можно оценить, взяв простое отношение термической скорости электронов 90 км/с к дрейфовой 2—5 км/с, что составит 40. Таким образом присутствуют орбитированные траектории электронов.

Вторым аспектом самосогласования является факт ненайквистовских (Nyquist, 1928) [Киттель, 1977] флуктуаций потенциала глобальной цепи атмосферы (более $4 kT$) или согласование цепи по импедансу $\langle \Delta U^2 \rangle [B^2] \sim 4kTR \Delta f$. Зависимость среднеквадратичной величины напряжения от сопротивления имеет следующие величины [Киттель, 1977]: $\langle \Delta U^2 \rangle [B^2] \sim 5 \cdot 10^{-12} B^2$ или $\langle \Delta U \rangle \sim 10^{-6}$ В, при $R \sim (500 \div 1000)$ м · Ом $\sim 5 \cdot 10^{-2}$ СГСЭ и $\Delta f \sim 10^6$ Гц. Натурные наблюдения при омическом сопротивлении $2 \cdot 10^{-2}$ СГСЭ (200—300 м · Ом) фиксируют флуктуации напряжения порядка $\pm (4—6)$ В/м (спокойная погода) (www.kakioka-jma.go.jp) и ± 100 кВ/м (развитие шторма) [Leblanc et al., 2008]. Визуальный анализ экспериментальных кривых показывает, что система находится в области сильных флуктуаций, далеких от тепловых шумов Найквиста. Поляризационная перестройка системы проходит через область токовых критических флуктуаций [Leblanc et al., 2008].

Флуктуации по току глобальной цепи атмосферы не являются тепловыми флуктуационно-диссипационной теоремы. Это на 100 % превышает фон стандартных флуктуаций $(0,2 \div 1,5) \times 10^{-11}$ А/м² [Holzworth et al., 2005]. Таким образом, в нашем случае диэлектрическая функция условно соответствует неявному усреднению по флуктуационному спектру $\Delta(\omega)$ ненайквистовского характера $\langle \varepsilon(r) \rangle = \int \Delta(\omega) \varepsilon(\omega, r) d\omega$, где $\Delta(\omega)$ — натурное распределение плотности флуктуаций Δf ; т. е. определяемое ε является параметром среднего поля в смысле натурального осреднения.

В используемых ниже вертикальных профилях напряженности электрического поля атмосферы сглаживание натурального сигнала производится неявными емкостями RC приборной части электростатических флюксометров [Имянитов, 1957]. Соответственно в качестве параметра теории используется средняя линия напряженности поля. Иными словами, глобальная электрическая цепь не является жесткой по распределенным емкостным и индуктивным параметрам. Распределенные емкостные и индуктивные параметры электрически активной части атмосферы содержатся в неявной форме в функциях комплексной диэлектрической проницаемости ε как динамической переменной.

Двухточечная параметризация ε (дипольное приближение). Для оценки поляризационных констант экспериментальных профилей напряженности электрического поля атмосферы используется правая часть уравнения Пуассона (1) в приближении среднего самосогласованного поля в области установления флуктуаций с масштабным изменением поляризации атмосферы [Белый, Зеленин, 2013]. Данное приближение предполагает максвелловское распределение электронов по скоростям $T_e \sim T_i$ (0,023 ~ 0,025 эВ) [Ткачев, Яковленко, 1997], согласно численному моделированию тепловых и сверххолодных электронов.

Рассмотрим диэлектрическую параметризацию уравнения (1) по среднемесячным натурным профилям $E(z)$, $\rho(z)$, $\varphi(z)$ для сухой атмосферы в условиях ясного неба. Профили вертикальных электрических характеристик атмосферы $E(z)$, $\rho(z)$, $\varphi(z)$ представлены на рис. 5. Структура вертикальной поляризации имеет тип фазового перехода к зарядовой сверхрешетке, узловая структура поляризационной волны сезонно стабильна в условиях ясного неба [Белый, Зеленин, 2013].

Вертикальные характеристики электрического поля атмосферы, представленные на рис. 5, используются ниже для всех расчетов ε . Заметим, что при измерениях напряженности электрического поля атмосферы [Материалы ..., 1963 а, с. 2] использованы несистемные значения плотности объемного заряда ρ — СГСЭ/м³. Для наших расчетов перевод из несистемных единиц осуществляется множителем $(2,66 / 4,8 \cdot 10^{-10} \times 10^6) = 5541,6$ (табл. 3).

Вычисление ε состоит в составлении двух уравнений от комплексной правой части sh-Гордона (поляризационного множителя) для эффективных импедансов ε^* , η^* глобальной электрической цепи атмосферы на двух скользящих экспериментальных точках 1 и 2 — аналогов простейшей оценки $(\varphi_1 \rho_1)$, $(\varphi_2 \rho_2)$:

$$4\pi \rho_0 \operatorname{sh} \left(\frac{\varphi_1}{\varphi_0} \frac{1}{\varepsilon^*} \right) \cos \left(\frac{\varphi_1}{\varphi_0} \frac{1}{\eta^*} \right) = \rho_1, \quad 4\pi \rho_0 \operatorname{sh} \left(\frac{\varphi_2}{\varphi_0} \frac{1}{\varepsilon^*} \right) \cos \left(\frac{\varphi_2}{\varphi_0} \frac{1}{\eta^*} \right) = \rho_2, \quad (4)$$

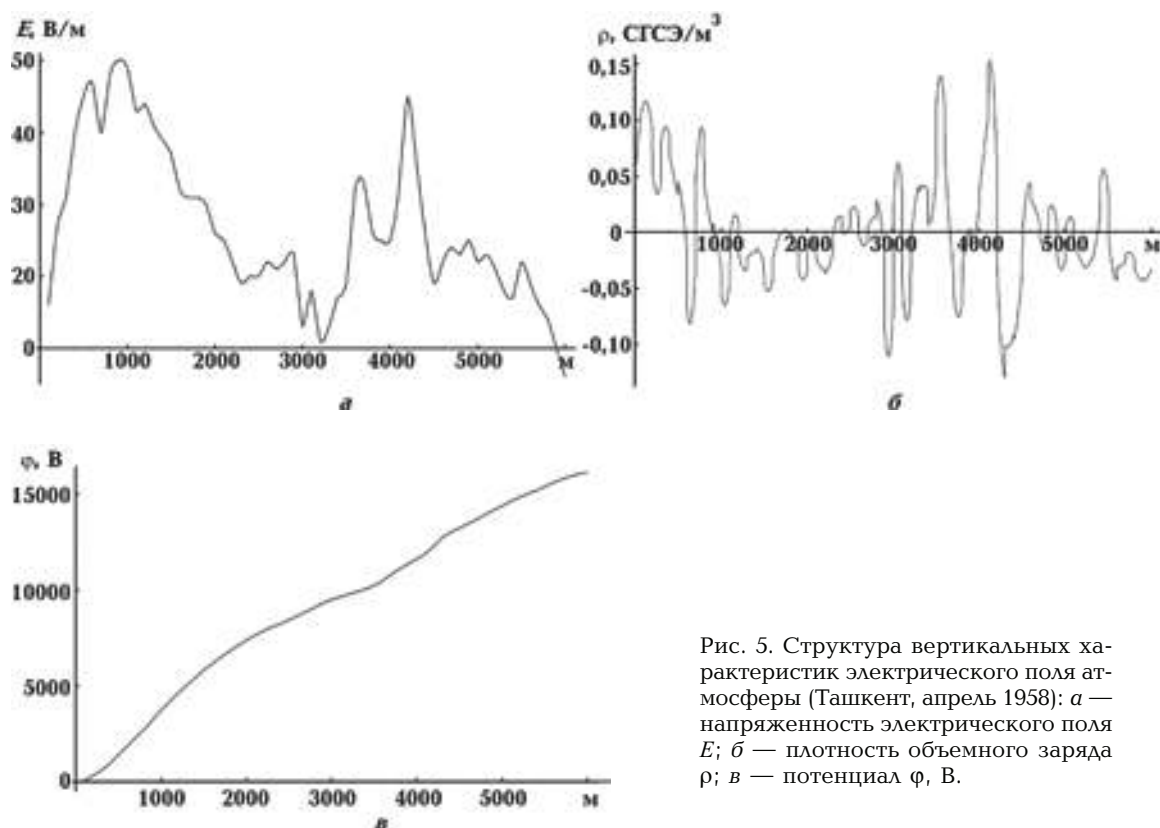


Рис. 5. Структура вертикальных характеристик электрического поля атмосферы (Ташкент, апрель 1958): а — напряженность электрического поля E ; б — плотность объемного заряда ρ ; в — потенциал φ , В.

где $\varphi_0 \sim kT$ — термический потенциал; k — константа Больцмана; T — температура, К; ρ_1 , ρ_2 , и φ_1 , φ_2 — экспериментальные значения из вертикального профиля электронной концентрации и потенциала атмосферы (рис. 5, б, в). Расстояние между точками системы имеет порядок длины осцилляций 25—55 м. Варьирование расстояний φ_1 , φ_2 в этих пределах дает устойчивые профили *разной степени детальности*. Оптимальным шагом двухточечного метода выбран шаг 50 м. При уменьшении шага добавляются новые страты меньшей амплитуды — “частокол”.

На первом шаге определяются импедансные величины ϵ^* и η^* , связанные с истинными диэлектрическими константами следующими выражениями: $1/\epsilon^* = \epsilon/(\epsilon^2 + \eta^2)$ и $1/\eta^* = \eta/(\epsilon + \eta^2)$. Величина параметра ρ_0 по порядку критически не влияет на профиль получаемых констант ϵ^* и η^* (до высот 1 км). Невязка решения системы (4) после выделения отдельных уравнений для ϵ^* и η^* оценивается как 10^{-13} — 10^{-14} .

Рабочие уравнения определим, выделяя из выражения поляризационного множителя (4) части, зависящие только от ϵ , взяв \arccos от уравнения ϵ^* , и части, зависящие только от η , взяв arcsh от η^* . В окончательном виде уравнения (4) примут вид

$$\arccos\left(\frac{\rho_1}{\rho_0}\right) \arccos\left(\operatorname{sh}\left(\frac{\varphi_1}{\varphi_0} \frac{1}{\epsilon^*}\right)\right) = \frac{\varphi_1}{\varphi_2} \operatorname{arcsh}\left(\frac{\rho_2}{\rho_0}\right) \arccos\left(\operatorname{sh}\left(\frac{\varphi_2}{\varphi_0} \frac{1}{\epsilon^*}\right)\right),$$

Т а б л и ц а 3. Типовые значения профилей высотного распределения плотности объемного заряда, потенциала и количества электронов, используемые для расчета ϵ (Ташкент, апрель 1958 г.)

z , м	φ , В	ρ , СГСЭ/м ³	n , см ⁻³
100	1 023	0,115	637
200	3 194	0,090	498
500	13 927	0,033	183
550	16 226	0,023	127

$$\operatorname{arcsch} \left(\frac{\rho_1}{\rho_0} \right) \operatorname{arcsch} \left(\cos \left(\frac{\varphi_2}{\varphi_0} \frac{1}{\eta^*} \right) \right) = \frac{\varphi_1}{\varphi_2} \operatorname{arcsch} \left(\frac{\rho_2}{\rho_0} \right) \operatorname{arcsch} \left(\cos \left(\frac{\varphi_1}{\varphi_0} \frac{1}{\eta^*} \right) \right). \quad (5)$$

Для численного решения выражений (5) по ε необходимо выбрать масштабирование, разделяющее корни уравнения в нуле. Это связано с тем, что по формуле приведения гиперболических обратных функций для функции arccos решается биквадратное уравнение, которое содержит в нуле точки ветвления четвертого порядка. Для разделения корней используется масштабный множитель.

Характерные величины численного решения выражений (5) в дипольном приближении (без индуктивных эффектов) до высот 600 м приведены в табл. 4.

Пример численного расчета корня выражений (5) приведен в Приложении.

Альтернативный расчет сводит решение правой части уравнения (1) к взятию комплексной части arcsch и численного выделения комплексных частей.

Особо отметим, что обобщенная диэлектрическая функция изменяется с ростом высоты после 600 м на несколько порядков от 10^4 до 10^6 — 10^9 СГСЭ. Система является существенно масштабно неинвариантной. Так, в окрестности 1 200 м существует дипольная стенка, что может соответствовать в метеорологии переходу от пограничного слоя атмосферы к свободной атмосфере (см. ниже рис. 7, б, в).

Исследование первой полуволны зарядовой плотности в окрестности начала координат (до 300 м, см. рис. 6, а, б) выявил плавающий сдвиг фазы на 5—17 м, изменяющийся в зависимости от сезона и характерный для любого типа волн. Сдвиг фазы стоячей волны в начале координат автоматически включает функцию синус в правую часть уравнения (1), что собственно означает наличие дополнительного индукционного заряда.

Разложение синуса или косинуса волны приводит к выводу о комплексно-сопряженной части в зарядовой плотности — наличие индукционного или поляризационного заряда (по типу токов смещения) для параметризации системы. Сдвиг фазы волны в начале координат показывает, что емкостные индуктивные эффекты, обычно присутствующие в волновых уравнении-

Т а б л и ц а 4. Численные величины импедансных значений ε и η , полученные решением трансцендентных уравнений в дипольном приближении (без индуктивных эффектов)

Высота, м	r_ε	r_η	ε^*	η^*	ε	η	$q(x)$	ρ
150	26,4	16,09	690,5	421,3	$2,7 \cdot 10^4$	$1,6 \cdot 10^4$	0,112	620,5
200	15,8	10,7	1084,9	734,6	$4,3 \cdot 10^4$	$2,9 \cdot 10^4$	0,069	382,0
250	9,8	7,91	1670,1	1614,6	$6,1 \cdot 10^4$	$4,9 \cdot 10^4$	0,035	193,0
300	1,88	1,81	161,2	-1921,3	$2,7 \cdot 10^5$	$2,4 \cdot 10^5$	0,045	249,0
350	0,52	9,10	424,1	2216,3	$6,4 \cdot 10^3$	$1,1 \cdot 10^5$	-0,010	-90,6
400	3,9	3,10	3715,5	2918,0	$1,6 \cdot 10^5$	$1,2 \cdot 10^5$	0,080	470,9
450	3,7	2,90	4320,8	3812,9	$1,6 \cdot 10^5$	$1,3 \cdot 10^5$	0,050	274,0
500	2,0	2,40	5510,3	6831,2	$2,1 \cdot 10^5$	$2,4 \cdot 10^5$	0,030	184,0
550	1,28	2,06	5588,1	7190,6	$2,2 \cdot 10^5$	$3,5 \cdot 10^5$	0,020	124,0

Примечание: r_ε — импедансный корень первого уравнения; r_η — импедансный корень второго уравнения; ε^* , η^* — импедансные значения диэлектрической постоянной и комплексной проводимости; ε и η — диэлектрическая и комплексная постоянные — результат разделения комплексных частей с учетом kT ; $q(x)$ — текущая плотность заряда на заданной высоте, СГСЭ/м³; ρ — количество электронов, см⁻³.

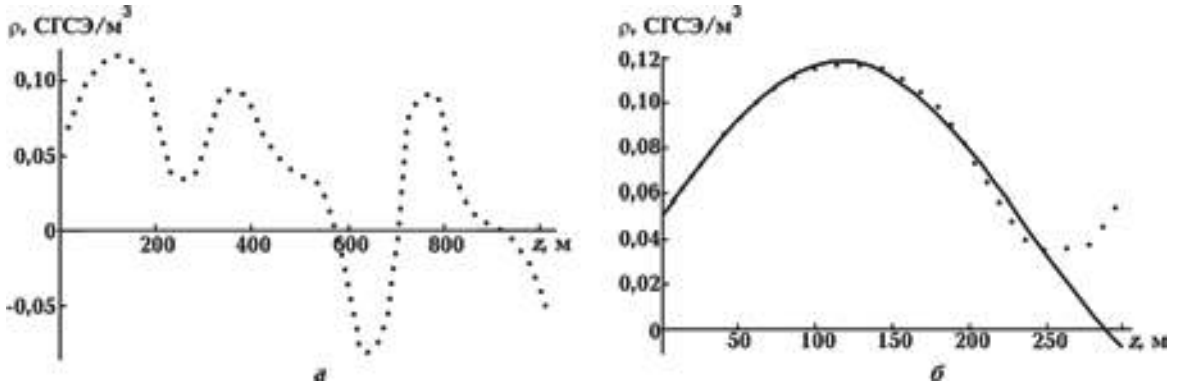


Рис. 6. Аппроксимация первого полупериода кривой плотности электронов для оценки индуктивных эффектов в рамках приближения среднего поля (мнимая часть уравнения sh-Гордона): *a* — отфильтрованная кривая плотности электронов методом скользящего среднего в начале координат; *б* — качество аппроксимации первого полупериода.

ях для поля, в данном случае присутствуют уже на уровне потенциала через поляризационный формфактор для одной частицы (термализованный средний полярон) в уравнении синуса Гордона:

$$4\pi\rho_0 \operatorname{sh}\left(\frac{\varphi}{\varphi_0}\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon^2+\eta^2}-i\frac{\eta}{\varepsilon^2+\eta^2}\right)\right)=\operatorname{sh}\left(\frac{\varphi}{\varphi_0}\frac{\varepsilon}{\varepsilon^2+\eta^2}\right)\cos\left(\frac{\varphi}{\varphi_0}\frac{\eta}{\varepsilon^2+\eta^2}\right)-i\operatorname{ch}\left(\frac{\varphi}{\varphi_0}\frac{\eta}{\varepsilon^2+\eta^2}\right)\sin\left(\frac{\varphi}{\varphi_0}\frac{\varepsilon}{\varepsilon^2+\eta^2}\right). \quad (6)$$

Сдвиг полуволны в начале координат приводит к выводу о существовании двух фаз \sin и \cos или индукционной части плотности заряда ρ_{ind} . Так, полагая в начале координат линейное поведение потенциала $\varphi(x)=xE_0$, где E_0 — приземное значение напряженности электрического поля 60—120 В/м, получим приближенную координатную форму первых полупериодов нелинейной волны:

$$\operatorname{sh}\left(\frac{x}{L}\right)\cos\left(\frac{x}{\Lambda}\right)-i\operatorname{ch}\left(\frac{x}{L}\right)\sin\left(\frac{x}{\Lambda}\right),$$

где

$$\frac{1}{L}=\left(\frac{\varphi}{\varphi_0}\frac{\varepsilon}{\varepsilon^2+\eta^2}\right); \quad \frac{1}{\Lambda}=\left(\frac{\varphi}{\varphi_0}\frac{\eta}{\varepsilon^2+\eta^2}\right). 1$$

Прямая тригонометрическая аппроксимация экспериментальных данных обычно удовлетворительно описывает полупериод волны до 300 м (см. рис. 6, б) выражениями: $\sin(x-x_0)/\Lambda$, $\cos(x-x_0)/\Lambda$, $\cos(x_0/\Lambda)\sin(x/\Lambda)-\cos(x/\Lambda)\sin(x_0/\Lambda)$. Если допустить наличие поляризационного заряда наряду с физическим $\rho=\rho_{\text{dip}}+i\rho_{\text{ind}}$, в нуле будем иметь следующие выражение:

$$\rho_{\text{dip}} \operatorname{sh}\left(\frac{x}{L}\right)\sim\cos(x/\Lambda)\sin(x_0/\Lambda), \quad \rho_{\text{ind}} \operatorname{ch}\left(\frac{x}{L}\right)\sim\cos(x_0/\Lambda)\sin(x/\Lambda). \quad (7)$$

Здесь ρ_{ind} соответствует проводимости через разомкнутую цепь (классические токи смещения) или емкостные свойства нулевого состояния физического вакуума.

Тогда для полного периода 2π , вводя импедансные проницаемости $\frac{1}{\eta^*} = \frac{\eta}{\varepsilon^2 + \eta^2}$, $\frac{1}{\varepsilon^*} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon^2 + \eta^2}$, получим соотношения для диэлектрической константы из эффективной мнимой части косинуса и синуса η^* :

$$\frac{2\pi}{\Lambda} = \frac{E_0}{\varphi_0} \frac{1}{\eta^*} \quad \text{или} \quad \eta^* = \frac{E_0}{\varphi_0} \frac{\Lambda}{2\pi}.$$

Подставляя приземные значения $E_0 = 60$ В/м, $\varphi_0 = 0,025$ В, $\Lambda = 260$ м, $2\pi \sim 6$, получаем оценку комплексной диэлектрической проницаемости $\eta^* \sim 1 \cdot 10^5$ СГСЭ. Для такого значения η^* диэлектрическая проницаемость ε составит $(2 \div 5) \cdot 10^5$ СГСЭ. Полученные соотношения на максимумах плотности ρ положены в основу первого приближения анализа сезонных кривых (см. рис. 6). В этом приближении правая часть уравнения используется как шаблон сравнения для получения комплексной диэлектрической константы. Расчетные формулы даны ниже в пояснении к табл. 5, где Λ — полный период нижней моды в метрах, Λ_{\max} — первый максимум или минимум на кривой плотности или примерно $\frac{1}{4}$ периода. Для некоторых случаев, где участвуют две моды, эти величины могут не совпадать (в общем случае существует численная неустойчивость оценок). Качество расчетов имеет характер оценки порядка величины, однако существует коридор значений с совпадающим трендом.

В табл. 5 включены константы ρ_{dip} , ρ_{ind} из выражения (7), полученные из анализа вертикального профиля плотности распределения зарядов в начале координат: ρ_{dip} , ρ_{ind} имеет размерность СГСЭ/м³; x_0 , м — сдвиг фазы низшей моды зарядовой стоячей волны; \cos , \sin — амплитуды косинусной и синусной частей приземной волны.

Численная оптимизация параметров выполнена в среде математического пакета (Wolfram V.9.02 trial version) и включает методы наименьших квадратов и нелинейной оптимизации наименьших квадратов. Качество оптимизации первой приземной полуволны или полного периода контролировалось графически и приведено на рис. 6, б.

Анализ кривых плотности электронов по всем месяцам года из табл. 5 показал во всех случаях сдвиг фаз одной из мод. Такое поведение означает присутствие сопряженной волны $\cos \rightarrow \rightarrow \sin$, $\sin \rightarrow \cos$. Зарядовая плотность не фиксирована приземным граничным значением, моды “проскальзывают” относительно стационарных граничных условий уравнения Пуассона (относительно потенциала Земли). Следовательно, задача не относится к классическим задачам электростатики.

Физически косинусная часть гиперболического синуса представляет собой распределенный поляризационный диполь $sh \sim (n^+ - n^-)$, синусная часть гиперболического косинуса $ch \sim (n^+ + n^-)$ выступает как токовая часть — аналог омического тока $j = (\mu_+ n^+ + \mu_- n^-) E$ (знак плюс в определении ch).

Усреднением установлен распределенный положительный заряд в широкой области над поверхностью Земли (заземление электронов) до 250 м, а выше — пространственно распределенный избыток электронной плотности (см. рис. 7, а).

Предположительно такая система будет действовать как катод — анод — сетка. При дрейфовых скоростях электронов (5—10) км/с на этом участке возможны инверсные значения проводимости, режим усиления по току. При этих предположениях расчет ε и η сводится к выделению действительной и мнимой частей комплексного гиперболического синуса, что проведено численно и представлено в табл. 6, которая показывает качественное соответствие данных табл. 3, 4 при отрицательных коэффициентах проводимости.

Из усредненной по полупериоду плотности зарядовой волны (см. рис. 7, а) можно предположить, что пониженные значения диэлектрической проницаемости и проводимости на участке 0—500 м происходят за счет преобладания тяжелых положительных ионов в приземной части атмосферы. Падение потенциала у Земли происходит за счет заземления электронов. Бифуркация диэлектрической проницаемости примерно соответствует границам среднего накопления зарядов и нулевым точкам дифференциальной плотности. Рис. 7, б показывает сингу-

Т а б л и ц а 5. Расчетные константы для определения диэлектрических функций методом обращения комплексного arsh

Ме- сяц	E_0	Λ	Λ_{\max}	ε^*	η^*	ε	η	ρ_{dip}	ρ_{ind}	x_0
I	15	272	68	$5,9 \cdot 10^4$	$2,5 \cdot 10^4$	$9,6 \cdot 10^3$	$2,1 \cdot 10^4$	0,161	0,058	-15,06
II	52	480	120	$-4,9 \cdot 10^5$	$1,6 \cdot 10^5$	$-4,6 \cdot 10^4$	$1,4 \cdot 10^5$	-0,23	$-0,4 \cdot 10^{-3}$	-0,13
III	46	492	121	$-1,8 \cdot 10^7$	$1,4 \cdot 10^5$	$1,1 \cdot 10^3$	$1,4 \cdot 10^5$	-0,12	$-0,1 \cdot 10^{-3}$	0,11
IV	33	488	122	$1,7 \cdot 10^5$	$1,0 \cdot 10^5$	$4,5 \cdot 10^4$	$7,5 \cdot 10^4$	0,06	$0,6 \cdot 10^{-4}$	-0,08
V	78	620	155	$-4,8 \cdot 10^5$	$3,1 \cdot 10^5$	$1,4 \cdot 10^5$	$2,2 \cdot 10^5$	-0,52	-0,01	-2,38
VI	-4	580	145	$-9,9 \cdot 10^3$	$-1,5 \cdot 10^4$	$-6,8 \cdot 10^3$	$-4,5 \cdot 10^3$	0,80	$0,4 \cdot 10^{-3}$	-0,05
VII	72	660	165	$8,0 \cdot 10^5$	$3,0 \cdot 10^5$	$1,0 \cdot 10^5$	$2,6 \cdot 10^5$	-0,08	$-0,8 \cdot 10^{-2}$	-2,89
VIII	71	744	186	$-1,13 \cdot 10^6$	$3,4 \cdot 10^5$	$-9,2 \cdot 10^4$	$3,1 \cdot 10^5$	-0,19	$-0,3 \cdot 10^{-2}$	-2,09
IX	50	552	138	$-9,3 \cdot 10^5$	$1,6 \cdot 10^5$	$3,2 \cdot 10^4$	$1,7 \cdot 10^5$	-0,42	$-0,5 \cdot 10^{-2}$	-1,03
X	10	472	118	$-9,6 \cdot 10^3$	$3,0 \cdot 10^4$	$-8,5 \cdot 10^2$	$2,7 \cdot 10^3$	-0,42	$0,9 \cdot 10^{-3}$	0,17
XI	39	552	138	$2,7 \cdot 10^5$	$1,4 \cdot 10^5$	$5,5 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^5$	0,07	$0,3 \cdot 10^{-3}$	0,33
XII	45	488	122	$-1,70 \cdot 10^6$	$1,3 \cdot 10^5$	$-1,1 \cdot 10^4$	$1,4 \cdot 10^5$	0,06	$0,7 \cdot 10^{-4}$	-0,08

Примечание: пример расчета действительной ε и комплексной η^* диэлектрической проницаемости для IV месяца:

$$\eta^* = \frac{E_0}{\varphi_0} \frac{\Lambda}{2\pi}; \quad \eta^* = \frac{33}{0,025} \frac{488}{2 \cdot 3,14} = 102573 \operatorname{CTCЭ}; \quad \operatorname{arsh} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) = \frac{1}{\varepsilon^*} \cdot \frac{E_0 \cdot x}{\varphi_0} \Bigg|_{x = \Lambda_{\max}};$$

$$\operatorname{arsh} \left(\frac{0,1163}{0,106479} \right) = \frac{1}{\varepsilon^*} \cdot \frac{33 \cdot 122}{0,025} \Bigg|_{x = \Lambda_{\max}}; \quad 0,9451 = \frac{161040}{\varepsilon^*}; \quad \varepsilon^* = 170392 \operatorname{CTCЭ};$$

$$\rho(x) = 0,073939 \sin(2\pi(x + 0,08)/488) + 0,44,$$

где $x_0 = 0,08$ м — сдвиг фазы \cos и \sin .

Разложив данное выражение, получим дипольный и индукционный заряды ($\rho_{\text{dip}}, \rho_{\text{ind}}$):

$$\rho(x) = 0,054 + 0,06 \cdot 10^{-4} \cos(0,0128754x) + 0,06 \sin(0,0128754x).$$

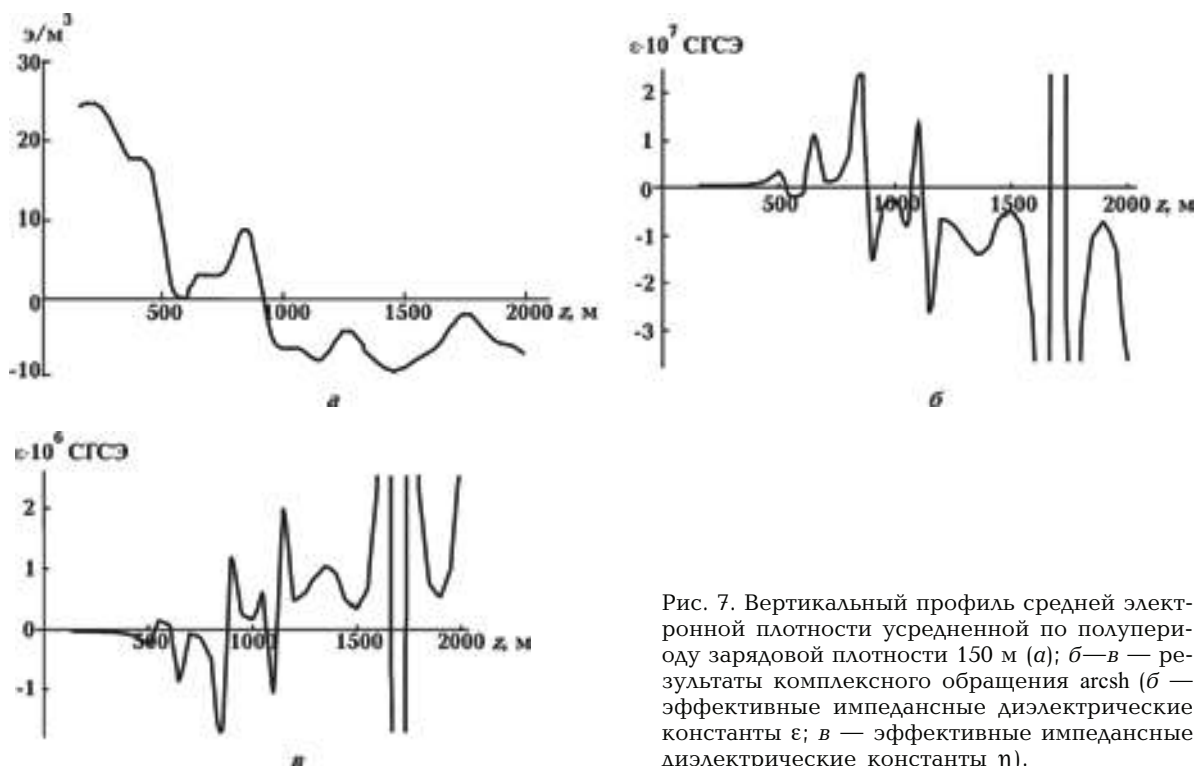


Рис. 7. Вертикальный профиль средней электронной плотности усредненной по полупериоду зарядовой плотности 150 м (*а*); *б*—*в* — результаты комплексного обращения arcsh (*б* — эффективные импедансные диэлектрические константы ϵ ; *в* — эффективные импедансные диэлектрические константы η).

лярность диэлектрической проницаемости, примерно соответствующую границам среднего накопления зарядов (дипольные плоскости) и нулевым точкам дифференциальной плотности. В окрестности этих точек наблюдается резкое возрастание электрической чувствительности ϵ и η от приземных 10^5 до 10^7 — 10^9 СГСЭ, обусловленное флуктуациями легкой электронной подсистемы атмосферы (кулоновская либрационная неустойчивость) в соответствии с флуктуационной поляризационной моделью. Модельные полюсные части секанса для одной моды и структура плотности электронов были показаны ранее на простом линейном приближении (см. рис. 3, *б*, рис. 4, *б*).

Т а б л и ц а 6. Численные величины импедансных значений ϵ и η , рассчитанных по дипольному приближению с выделением действительной и мнимой частей

Высота, м	ϵ , СГСЭ	η , СГСЭ	q , СГСЭ/м ³	n , см ⁻³
150	$8,7 \cdot 10^4$	$-5,2 \cdot 10^3$	0,112	625
200	$2,1 \cdot 10^5$	$-1,4 \cdot 10^4$	0,069	387
250	$5,5 \cdot 10^5$	$-4,0 \cdot 10^4$	0,036	200
300	$4,2 \cdot 10^5$	$-2,9 \cdot 10^4$	0,065	362
350	$3,9 \cdot 10^5$	$-2,5 \cdot 10^4$	0,092	514
400	$5,8 \cdot 10^5$	$-3,9 \cdot 10^4$	0,074	415
450	$1,0 \cdot 10^6$	$-7,3 \cdot 10^4$	0,049	275
500	$1,5 \cdot 10^6$	$-1,1 \cdot 10^5$	0,039	220
550	$3,1 \cdot 10^6$	$-2,3 \cdot 10^5$	0,021	121

Корреляция максимумов диэлектрической проницаемости с нулевыми значениями локальной плотности, очевидная в модельном случае, наблюдается и на натурном профиле, полученном обращением arcsch .

Можно сделать вывод, что страты стабилизированы макрофлуктуациями поля, включающими независимые изменения степени поляризации и диссипации $\delta\epsilon$, $\delta\eta$.

В отличие от твердого диэлектрика, в котором диэлектрическая проницаемость стабилизирована финитными, локальными, колебательными движениями электронов, в нашем случае среда включает инфинитные движения большого масштаба по типу траекторий электронов в триодной лампе [Григорьев и др., 2006, Кузнецов, 2006]. Это обуславливает высокую запирающую способность по отношению к высокому напряжению, или собственно режим накопления потенциала.

Диэлектрическое согласование. Комплексное приближение. Линейное приближение. Представленная модель диэлектрической проницаемости не является осцилляторной моделью Лоренца—Друде. Рассмотрим лагранжиан уравнения среднего поля sh-Гордона на предмет вариации по диэлектрической функции ϵ :

$$L[\varphi, \nabla\varphi, \epsilon] = \int \left(\frac{1}{2} \nabla\varphi \cdot \epsilon \nabla\varphi + 4\pi\rho_0 \text{ch} \left(\frac{\varphi}{\varphi_0} \frac{1}{\epsilon} \right) \right) d^3r. \quad (8)$$

Произведем варьирование выражения (8) по диэлектрической проницаемости $\delta L / \delta\epsilon$:

$$\frac{1}{2} (\nabla\varphi)^2 - 4\pi\rho_0 \text{sh} \left(\frac{\varphi}{\varphi_0} \frac{1}{\epsilon} \right) \left(\frac{\varphi}{\varphi_0} \frac{1}{\epsilon^2} \right) = 0. \quad (9)$$

Если рассматривать уравнение (9) как уравнение относительно потенциала φ , то получим уравнение Гамильтона—Якоби, если рассматривать уравнение (9) по ϵ — то трансцендентное уравнение для данного потенциала φ .

Рассмотрим ряд приближений для уравнения (9).

Разложим sh по параметру порядка ψ до линейного члена при $\text{sh}(\psi) \leq 1$: $\text{sh}(\psi) = \frac{\varphi}{\varphi_0} \frac{1}{\epsilon}$, где $\psi = (\varphi / \epsilon\varphi_0)$.

Тогда уравнение (9) можно записать

$$\frac{1}{2} (\nabla\varphi)^2 - 4\pi\rho_0 \frac{\varphi^2}{\varphi_0^2} \frac{1}{\epsilon^3} = 0. \quad (10)$$

Преобразовав выражение (10), получим выражение для локальной диэлектрической проницаемости:

$$\epsilon = \left(\frac{\varphi}{\nabla\varphi} \right)^{2/3} \sqrt[3]{\frac{8\pi\rho_0}{\varphi_0^2}}. \quad (11)$$

Кубическое приближение. Для получения асимптотической формулы локальной диэлектрической проницаемости ϵ разложим sh по параметру порядка ψ до кубического члена при условии $\text{sh}(\varphi/\epsilon\varphi_0) \geq 1$: $\text{sh} \left(\frac{\varphi}{\varphi_0} \frac{1}{\epsilon} \right) \cong \frac{1}{6} \left(\frac{\varphi}{\varphi_0} \frac{1}{\epsilon} \right)^3$. После преобразования это выражение примет вид

$$\epsilon = \left(\frac{\varphi}{\nabla\varphi} \right)^{3/5} \sqrt[5]{\frac{8\pi\rho_0}{\varphi_0^3}}. \quad (12)$$

Экспоненциальное приближение. Приведем точное решение ϵ при условии $\text{sh}(\varphi/\epsilon\varphi_0) \cong \exp(-\varphi/\epsilon\varphi_0)$. Тогда

$$\varepsilon = \frac{\varphi}{2\varphi_0} \frac{1}{\text{productlog} \left(\frac{\varphi}{2\varphi_0} \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \nabla\varphi \right)}. \quad (13)$$

Уравнение первого порядка для E в кубическом приближении по параметру порядка. В приземном слое атмосферы, где проявляется электродный эффект земной поверхности, условия развития электрических процессов отличны от условий их развития в свободной атмосфере. Толщина слоя, в котором проявляется электродный эффект земной поверхности, может составлять от 0,1 до сотен метров [Красногорская, 1972].

Чтобы описать электродный эффект, рассмотрим уравнение первого порядка для E в линейном приближении по параметру порядка ψ :

$$\frac{dE}{dz} = 4\pi \rho_0 \exp \left(- \frac{E^{2/3}}{(4\pi \rho_0)^{1/3}} \right). \quad (14)$$

Уравнение (14) выражается через математический аппарат специальных функций семейства $Erfi$. Решение имеет громоздкий вид и в силу ограниченности публикации не приводится.

На рис. 8 представлен расчет диэлектрической проницаемости, рассчитанный по результатам модельного и двухточечного дипольного приближения по натурным данным до высоты 6 км.

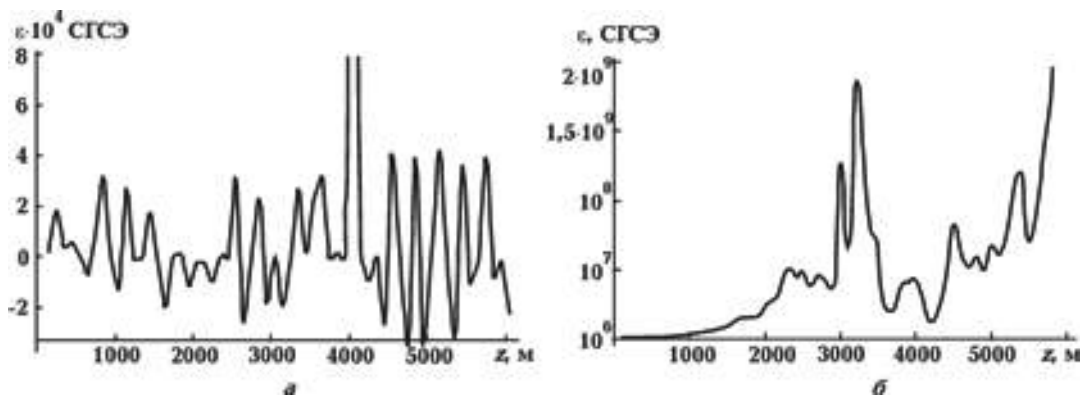


Рис. 8. Численный и модельный расчет диэлектрической константы ε : a — высотная дисперсия ε по прямому разностному расчету; b — модельная оценка диэлектрической константы ε при разложении параметра порядка ψ в нуле.

Выводы. Стандартное определение диэлектрической проницаемости для твердых и жидких диэлектриков описывает сильносвязанный (молекулярно локализованный) электрон с дискретным спектром энергии связи порядка 10—20 эВ и внутренними молекулярными полями 10^8 — 10^9 В/см на атомных расстояниях $\sim 5,2 \cdot (10^{-9} \div 10^{-8})$ см. Осциляторная модель работает в случае сильнополяризованного многочастичного вакуума и соответствует экспериментальным значениям ε от 1 до 10 СГСЭ.

Величины физической поляризуемости 10^5 — 10^7 СГСЭ можно осознать, если в качестве базисной взять изотопическую экстраполяцию для протонной поляризуемости водяных кластеров в окрестности критической точки, что составляет 10^3 — 10^4 СГСЭ [Вул, 1946]. В некритических точках $\varepsilon \cong 100$ СГСЭ, а для разных форм воды и льда $\varepsilon \cong 78 \div 87$ [Справочник ..., 1966]. Поведение несвязанных электронов соответствует модели аномальной дисперсии металлов [Соколов, 1961].

Так, перенормировав ε для сольватированного ридберговского электрона, получим $100 \times (m_p/m_e) = 2 \cdot 10^5$, а для электрона, связанного с центром масс ловушки, $100 \cdot (m_p/m_e)^{1/2} = 2 \cdot 10^3$.

Известно, что для протонных диэлектриков протоны являются аномально подвижными, их движение инфинитно, что составляет основу профиля линии ЯМР—ПМР спектроскопии и дейтериевого замещения [Гюнтер, 1984]. Важно отметить, что изотопическая оценка ϵ приведена для критической точки фазовых переходов и конденсированной фазы. Известно, что в окрестности критической точки флуктуации подобны для разных физико-химических систем (критерий подобия) [Вул, 1946]. Для протонных диэлектриков $\epsilon \sim 10^4 \div 10^5$ СГСЭ.

Операционно имеем дело с массивным нелинейным скалярным полем в окрестности критической точки по типу структурного фазового перехода. Аномальные флуктуации выступают здесь как аналог критической опалесценции в теории фазовых переходов первого рода. Такие точки на фазовых диаграммах характеризуются сверхчувствительностью или развитыми флуктуациями. Для кулоновской идеальной ультрахолодной плазмы переход к стратифицированному состоянию широко известен в исследованиях по газовому разряду [Sukhinin, Fedoseev, 2006]. Отметим, что стратификация происходит в поляризационной таунсендовской области и включает изменения, сопряженные с потенциалом переменных, т. е. собственно ϵ . Это явление спонтанной поляризации на фоне мягкой гравитационной моды ($\lambda \sim 4,5 \div 8$ км) и составляет сущность стратификации водяного пара в атмосфере Земли.

Изменение глобальной структуры стратификации электрического поля неизбежно приведет к изменению горизонтов глобального межконтинентального влагопереноса.

Профиль пространственной дисперсии ϵ в окрестности страт проявил характер дипольных или мультидипольных слоев. Эти слои собственно сохраняют стабильность оболочек конденсатора глобальной цепи атмосферы. Стабильность поддерживается макрофлуктуациями поля и потенциала мягкой моды, зарегистрированных во многих независимых экспериментах, и не являются найквистовскими шумами. В окрестностях страт флуктуации ϵ достигают максимальных значений.

Вводя в рассмотрение ϵ как динамическую переменную, необходимо заметить, что низкоэнергетический форм-фактор электрона (основной поляризуемой частицы) не является функцией Грина для уравнения Пуассона с жесткой правой частью (законом Кулона). Сам закон Кулона определен для электронов химически связанных в молекулах диэлектриков.

Можно предположить, что в нашем случае волновая функция электрона в поле представляет собой *поляризуемость многочастичного физического вакуума* в неэрмитовой квантовой механике уравнения Гордона.

Переход к комплексному уравнению означает добавление диссипативных множителей к разности фаз элементарного осциллятора Гордона или, наоборот, — добавлением фазовых множителей к бозе-экспоненте. Заметим, что функция квазисвободного электрона определяется потенциалом "окружения" φ и термическими флуктуациями φ_0 основного состояния многочастичной системы. В частности, в "среде" ($W = 1/2(\mathbf{E}\mathbf{D})$) поляризационный форм-фактор одного электрона в комплексном приближении sh-Гордона представлен в виде $\text{sh}(\varphi/\epsilon\varphi_0) = 1/\epsilon$. Каноническая специальная функция, обращающая данное уравнение, не табулирована.

Теоретически система переохлажденной ридберговской подсистемы атмосферы представлена как полуквантовый объект на уровне уравнения среднего поля. Изменение волновых пакетов электронов, связанных с термостатом, происходит за счет фазовых сдвигов, так как передача импульса при таких энергиях минимальна. Высокие и сверхвысокие скорости дрейфа электронов в плотных газах наблюдаются именно за счет отсутствия прямой передачи импульса.

Интерпретация волновой функции в этом контексте предлагается с позиции поляризации многочастичного состояния физического вакуума, а именно как фазовый множитель поляризации физического вакуума по типу функции Гинзбурга—Ландау δ (степень когерентности ридберговских состояний молекул воздуха). Легко поляризуемый электрон самосогласуется по форме и величине делокализации и представляет собой ридберговский полярон. Большие величины ϵ дают основания предположить, что заторможенный физический электрон при $\varphi \rightarrow 0$ обладает аномально высокой поляризуемостью и лобильностью формы (ридберговское состояние при больших n), не редуцируемой к поведению точечного заряда (функция Грина для уравнения Пуассона) при больших молекулярных полях.

Можно предположить, что система масштабирована следующими эффектами: а) большие константы ϵ прямо связываются с оже-процессами ионизации быстрыми частицами, пропорциональными количеству высоковозбужденных ридберговских молекул; б) глобальной волной поляризации тепловых электронов в гравитационном поле $\sim 4,5 \div 8$ км; в) коллективными нелинейными плазменными модами — бризерными решениями уравнения sh-Гордона ~ 124 м; г) ионно-звуковыми колебаниями нелинейного резонанса $\sim 2,5$ м.

Стабильность электронного распределения доставляет квазиклассический характер движения тепловых электронов и эффект дипольной блокады ридберговских электронов, приводящий к большим временам существования высоковозбужденных основных молекул воздуха.

Приложение

Параметры для расчета получены из профилей (см. рис. 5): $\rho_0 = 580$; $\rho(150) = 0,1128$ СГСЭ/м³; $\rho(200) = 0,0698$ СГСЭ/м³; $\varphi(150) = 2041,4$ В; $\varphi(200) = 3266,6$ В; $N = 25\,000$ — константа масштабирования для поиска корня уравнения, подобранная эмпирическим путем.

Расчет для $\epsilon = 43\,360$:

$$\arccos \left(\left(\frac{5541\rho(150)}{580} \right) / \sinh \left(\frac{\varphi(150)}{25000\epsilon} \right) \right) = \frac{\varphi(150)}{\varphi(200)} \arccos \left(\left(\frac{5541\rho(200)}{580} \right) / \sinh \left(\frac{\varphi(200)}{25000\epsilon} \right) \right). \quad (1)$$

Корень уравнения (1) $R_\epsilon = 15,79$.

Подставив характерные величины потенциала и плотности, получим следующее тождество:

$$\arccos (1,0781 \operatorname{csch} (0,0816 R_\epsilon)) = 0,6249 \arccos (0,6672 \operatorname{csch} (0,1306\epsilon)). \quad (2)$$

Подставив в выражение (2) $R_\epsilon = 15,79$, получим значения левой и правой частей выражения:

$$\begin{aligned} \arccos (1,0781 \operatorname{csch} (0,0816 \cdot 15,7992)) &= 0,8735, \\ 0,6249 \arccos (0,6672 \operatorname{csch} (0,1306 \cdot 15,792)) &= 0,8735. \end{aligned}$$

Расчет для $\eta = 29\,360$:

$$\operatorname{arcsh} \left(\left(\frac{5541\rho(150)}{580} \right) / \cos \left(\frac{\varphi(150)}{25000\eta} \right) \right) = \frac{\varphi(150)}{\varphi(200)} \operatorname{arcsh} \left(\left(\frac{5541\rho(200)}{580} \right) / \cos \left(\frac{\varphi(200)}{25000\eta} \right) \right). \quad (1)$$

Корень уравнения (1) $R_\eta = 10,7$.

Подставляя характерные величины потенциала и плотности, получаем следующее тождество:

$$\operatorname{arcsh} (1,0781 \operatorname{sec} (0,0816 R_\eta)) = 0,6249 \operatorname{arcsh} (0,6672 \operatorname{sec} (0,1306 \eta)). \quad (2)$$

Подставив в выражение (2) $R_\eta = 10,69$, получим значения левой и правой частей выражения:

$$\begin{aligned} \operatorname{arcsh} (1,0781 \operatorname{sec} (0,0816 \cdot 10,69)) &= 1,2901, \\ 0,6249 \operatorname{arcsh} (0,6672 \operatorname{sec} (0,1306 \cdot 10,69)) &= 1,2901. \end{aligned}$$

Список литературы

- Агушкин В.В., Соловьев С.П. Генерация электрического и магнитного поля при воздушных, наземных и подземных взрывах. *Физика горения и взрыва*. 2004. Т. 40. № 6. С. 42—51.
- Белый Т.А., Зеленин Ю.А. Об ионной и электростатической природе активации линейных облачных аномалий над сейсмически активными зонами. *Геофиз. журн.* 2012. Т. 34. № 3. С. 145—154.
- Белый Т.А., Зеленин Ю.А. Аналитическое исследование природы соответствия электростатической и облачной стратификации атмосферы. *Геофиз. журн.* 2013. Т. 35. № 4. С. 140—153.
- Востриков А.А., Дубов Д.Ю. Абсолютные сечения прилипания электрона к молекулярным кластерам I. Образование $(\text{CO})_N^-$. *Журн. техн. физики*. 2006 а. Т. 76. № 5. С. 8—15.
- Востриков А.А., Дубов Д.Ю. Абсолютные сечения прилипания электрона к молекулярным кластерам II. Образование $(\text{H}_2\text{O})_N^-$, $(\text{N}_2\text{O})_N^-$, $(\text{N}_2)_N^-$. *Журн. техн. физики*. 2006 б. Т. 76. № 12. С. 2—15.
- Вул Б.М. Вещества с высокой и сверхвысокой диэлектрической проницаемостью. *Успехи физ. наук*. 1946. Т. 46. Вып. 3. С. 541—552.
- Голубков Г.В., Голубков М.Г., Карпов И.В. Микроволновое излучение атмосферы, индуцированное импульсным гамма-источником. *Хим. физика*. 2011. Т. 30. № 5. С. 61—74.
- Григорьев В.П., Коваль Т.В., Козловский А.В. Влияние магнитного поля анодного тока на движение электронов в триоде с виртуальным катодом. *Журн. техн. физики*. 2006. Т. 76. № 9. С. 55—58.
- Гюнтер Х. Введение в курс спектроскопии ЯМР. Москва: Мир, 1984. 478 с.
- Демехин Ф.В., Омеляненко Д.В., Сухоруков В.Л., Демехина Л.А., Вернер Л., Килих В., Эресман Э., Шморанцер Х., Шартнер К.-Х. Интерференционные эффекты в процессах резонансного возбуждения $1s \rightarrow p^*$ молекулы NO. *Журн. структур. химии*. 2008. Т. 49. Приложение s67—s76.
- Дубов Д.Ю., Востриков А.А. Дипольный захват медленного электрона. *Письма в ЖЭТФ*. 2007. Т. 86. № 7. С. 520—524.
- Заславский Г.М. Стохастичность динамических систем. Москва: Наука, 1984. 272 с.
- Зеленер Б.Б., Зеленер Б.В., Манькин Э.А., Хихлуха Д.Р. Взаимодействие ридберговских атомов с медленными электронами. *Физ. образование в вузах*. 2010. Т. 16. № 2. С. 116—121.
- Имянитов М. Приборы и методы для изучения электричества атмосферы. Москва: Гостехиздат, 1957. 483 с.
- Имянитов И.М., Чубарина Е.В. Годовой ход электрического потенциала атмосферы на высоте 6000 м и заряда столба воздуха в слое 0—6000 м. *Труды ГГО*. 1964. Вып. 157. С. 9—21.
- Киттель Ч. Статистическая термодинамика. Москва: Наука, 1977. 336 с.
- Ключарев А.М., Мишаков В.Г., Тимофеев Н.А. Введение в физику низкотемпературной плазмы. С.-Петербург: Изд-во С.-Петербург. ун-та, 2008. 222 с.
- Красногорская Н.В. Электричество нижних слоев атмосферы и методы его измерения. Ленинград: Гидрометеоиздат, 1972. 323 с.
- Кузнецов С.П. Нелинейная динамика лампы обратной волны. *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика*. 2006. Т. 14. № 4. С. 3—35.
- Коняев К.В. Спектральный анализ случайных процессов и полей. Москва: Наука, 1973. 168с.
- Лангау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. Москва: Наука, 1982. 624 с.

- Лангау Л.Д., Лифшиц Е.М. Физическая кинетика. Москва: Наука, 1979. 528 с.
- Лихачев К.К., Ульрих Б.Т. Система с джозефсоновскими контактами: основы теории. Москва: Изд-во Моск. ун-та, 1978. 446 с.
- Лундин Б.В. Нелинейные взаимодействия ленгмюровских волн в слабонеоднородной плазме. *Прикладная механика и техническая физика*. 1972. № 6. С. 7—13.
- Майоров С.А., Ткаченко А.П., Яковленко С.И. Метастабильная переохлажденная плазма. *Успехи физ. наук*. 1994. Т. 164. № 3. С. 297—307.
- Материалы измерений элементов атмосферного электричества за 1957—1959 гг. Под ред. И.М. Имянитова. Ленинград: Гидрометеиздат, 1963а. 339 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: Гидрометеиздат, 1963б. 228 с.
- Материалы наблюдений напряженности электрического поля атмосферы на различных высотах по данным зондирования 1971—1972 (Япония). Ленинград: Гидрометеиздат, 1974. 52 с.
- Павлов П.П. Изменения ионизации воздуха в Симеизе и Качивели летом 1934 и 1935 гг. *Журн. геофизики*. 1937. Т. 7. Вып. 2-3. С. 213—223.
- Парамонов Н.А. Некоторые результаты наблюдений за градиентом электрического потенциала в атмосфере над территорией Советского Союза. *Труды ГГО*. 1956. Вып. 58(120). С. 81—99.
- Рабинович М.И., Фабрикант А.А. Стохастическая автомодуляция волн в неравновесных средах. *Журн. эксперимент. и теорет. физики*. 1979. Т. 77. № 2. С. 617—629.
- Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. Москва: Наука, 1984. 431 с.
- Рытов С.М. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 1. Случайные процессы. Москва: Наука, 1976. 496 с.
- Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. Москва: Наука, 1978. 464 с.
- Смирнов Б.М. Возбужденные атомы. Москва: Энергоиздат, 1982. 232 с.
- Соколов А.В. Оптические свойства металлов. Москва: Физматгиз, 1961. 464 с.
- Справочник химика. Т. 1. Под ред. Б.П. Никольского. Москва; Ленинград: Госхимиздат, 1966. 1073 с.
- Таблицы физических величин. Справочник. Под ред. И.К. Кикоина. Москва: Атомиздат, 1976. 1008 с.
- Ткачев А.П., Яковленко С.И. Стохастическое взаимодействие и релаксация классической кулоновской плазмы. *Письма в ЖЭТФ*. 1997. Т. 23. № 17. С. 68—76.
- Трофимова Т.И. Курс физики. Москва: Высш. школа, 2006. 560 с.
- Физическая энциклопедия. Под ред. А.М. Прохорова. Москва: Сов. энциклопедия, 1988. Т. 1. 704 с.
- Фрелих Г. Теория диэлектриков. Диэлектрическая проницаемость и диэлектрические потери. Москва: Изд-во иностр. лит., 1960. 251 с.
- Церфас К.Э. Электрические характеристики атмосферы в вертикальном разрезе в Ташкенте по наблюдениям в период МГГ. *Материалы конф. по итогам МГГ (1960) и метеорологического изучения Антарктиды (1959)*. Москва: Гидрометеиздат, 1961. С. 260—274.
- Daniel C., Pierre P., 2010. Dipole blockade in a cold Rydberg atomic sample. Author manuscript. 63 p. doi:10.1364/JOSAB.27.00A208.

- Evans W.F.J., Hunten D.M., Llewellyn E.J., Vallance J.A., 1968. Altitude profile of the infrared system of oxygen in the dayglow. *J. Geophys. Res.* 73(9), 2885—2896.
- Handbook of geophysics and the space environment, 1985. Ed. A.S. Jursa. Hanscom: Air Force Geophysics Laboratory, 1042 p.
- Haslett J.C., Megill F.C., Schiff H.I., 1969. Rocket measurements of $O_2(^1\Delta_g)^1$. *Can. J. Phys.* 47, 2351—2354.
- Hikosaka Y., Kaneyasu T., Shigemasa E., 2008. Formation of metastable fragments around the Cl 2p ionization thresholds of HCl. *J. Korean Phys. Soc.* 53(6), 3798—3801.
- Holzworth R.H., Bering E.A., Kokorowski M.F., Lay E.H., Reddell B., Kadokura A., Yamagishi H., Sato N., Ejiri M., Hirose H., Yamagami T., Torii S., Tohyama F., Nakagawa M., Okada T., Dowden R. L., 2005. Balloon observations of temporal variation in the global circuit compared to global lightning activity. *Adv. Space Res.* 36, 2223—2228.
- Leblanc F., Aplin K.L., Yair Y., Harrison R.G., Lebreton J.P., Blanc M., 2008. Planetary Atmospheric Electricity. New York: Springer, 535 p.
- Niall O., 2011. Electrical, optical and acoustic diagnostics of atmospheric pressure gas discharges. A thesis for the degree of Philosophies Doctor. Dublin City University, 168 p.
- Robert-de-Saint-Vincent M., Hoffman C.S., Schempp H., Gunter G., Whitlock S., Weidemuller M., 2013. Spontaneous avalanche ionization of a strongly blocked redberg gas. *Phys. Rev. Lett.* 110(4), 045004-1—045004-5.
- Sukhinin G.I., Fedoseev A.V., 2006. A self-consistent kinetic model of the effect of striation of low-pressure discharges in inert gases. *High temperature* 44(2), 157—165.

Dielectric functions of thermal electrons polarization of dry atmosphere (up to the heights plane of 12 km)

© T. A. Belyi, Yu. A. Zelenin, 2014

Spatial dispersion of complex dielectric permeability $\varepsilon = \varepsilon + i\eta$ of a subsystem of thermal electrons and ions of standard dry atmosphere in approximation of average self-consistent electric field based on the right part of sh-Poisson equation is investigated. Verification of constants has been conducted by two different experimental sets of data: a) synchronous ground observations of positive and negative ions; b) vertical profiles of plane sounding of electric field of atmosphere. It has been shown that the values of constants ε , obtained according to a) and b) data are within the limits of isotopic ratio for solvated electron $\varepsilon \sim \varepsilon_p \sim 2 \cdot 10^5$ CGSE. Ionic planes are unambiguously bound to the heights of clouds formation. In them ε corresponds to dynamic phase transition in the system of coulomb particles. Formulae for valuation of fluctuation dielectric constants in one-mode approximation through the function of generalized productlog logarithm have been presented. Variation of energy functional has been conducted by dielectric constant as a dynamic variable. A series of multiplicative corrections to bolzman probability factor have been obtained. It has been demonstrated that on potential level induction part of virtual charge of displacement currents is present.

Key words: dielectric functions, self-consistent field, electrons of atmosphere.

References

- Adushkin V.V., Soloviev S.P.*, 2004. Generated electric and magnetic fields in air, ground and underground explosions. *Fizika gorenija i vzryva* 40(6), 42—51 (in Russian).
- Bely T.A., Zelenin Yu.A.*, 2012. On the ionic and electrostatic nature of the activation of linear cloud anomalies over the seismically active zones. *Geofizicheskij zhurnal* 34(3), 145—154 (in Russian).
- Bely T.A., Zelenin Yu.A.*, 2012. Analytical study of electrostatic nature of conformity and cloudy atmospheric stratification. *Geofizicheskij zhurnal* 35(4), 140—153 (in Russian).
- Vostrikov A.A., Dubov D.Yu.*, 2006 a. Absolute cross sections of electron attachment to molecular clusters I. Education (CO) ^-_N . *Zhurnal tehniczeskoj fiziki* 76(5), 8—15 (in Russian).
- Vostrikov A.A., Dubov D.Yu.*, 2006 б. Absolute cross sections of electron attachment to molecular clusters II. Education (H₂O) ^-_N , (N₂O) ^-_N , (N₂) ^-_N . *Zhurnal tehniczeskoj fiziki* 76(12), 2—15 (in Russian).
- Vul B.M.*, 1946. Substances with high and ultra-high dielectric constant. *Uspehi fizicheskikh nauk* 46 (is. 3), 541—552 (in Russian).
- Golubkov G.V., Golubkov M.G., Karpov I.V.*, 2011. Microwave radiation of the atmosphere induced by pulsed gamma source. *Himicheskaja fizika* 30(5), 61—74 (in Russian).
- Grigoriev V.P., Koval T.V., Kozlovsky A.V.*, 2006. Effect of magnetic field on the motion of the anode current of electrons in a triode with virtual cathode. *Zhurnal tehniczeskoj fiziki* 76(9), 55—58 (in Russian).
- Gunther H.*, 1984. Introduction to NMR spectroscopy. Moscow: Mir, 478 p. (in Russian).
- Demekhin F.V., Omelyanenko D.V., Sukhorukov V.L., Demekhina L.A., Werner L., Kilih B., Ehresmann E., Shmorantser H., Scharfner K.-H.*, 2008. Interference effects in the resonant excitation of 1s → p* molecule NO. *Zhurnal strukturnoj himii* 49. Application s67—s76 (in Russian).
- Dubov D.Yu., Vostrikov A. A.*, 2007. Dipole slow electron capture. *Pis'ma v ZhJeTF* 86(7), 520—524 (in Russian).
- Zaslavsky G.M.*, 1984. Stochastic in Dynamic Systems. Moscow: Nauka, 272 p. (in Russian).
- Zelener B.B., Zelener B.V., Manykin E.A., Hihluha D.R.*, 2010. Interaction of Rydberg atoms with slow electrons. *Fizicheskoe obrazovanie v vuzah* 16(2), 116—121 (in Russian).
- Imyanitov I.M., Chubarina E.V.*, 1964. Annual variation of the electric potential of the atmosphere at a height of 6 000 m and the charge of a column of air in the 0—6000 m layer. *Trudy GGO is.* 157, 9—21.
- Imyanitov I.M.*, 1957. Instruments and methods for studying atmospheric electricity. Moscow: Gos-tekhnizdat, 483 p. (in Russian)
- Kittel Ch.*, 1977. Statistical thermodynamics. Moscow: Nauka, 36 p. (in Russian).
- Klyucharyov A.M., Mishakov V.G., Timofeev N.A.*, 2008. Introduction to the physics of low-temperature plasma. St. Petersburg: Publ. House of St. Petersburg. Univ., 222 p. (in Russian).
- Krasnogorskaja N.V.*, 1972. Electricity lower atmo-sphere and methods of measurement. Leningrad: Gidrometeoizdat, 323 p. (in Russian).
- Kuznetsov S.P.*, 2006. Nonlinear dynamics of a backward wave. *Izvestija vuzov. Prikladnaja nelinejnaja dinamika* 14(4), 3—35 (in Russian).
- Konyaev K.V.*, 1973. Spectral analysis of random processes and fields. Moscow: Nauka, 168 p. (in Russian).
- Landau L.D., Lifshitz E.M.*, 1982. Electrodynamics of continuous media. Moscow: Nauka, 624 p. (in Russian).

- Landau L.D., Lifshitz E.M., 1979. Physical Kinetics. Moscow: Nauka, 528 p. (in Russian).
- Likhachev K.K., Ulrich B.T., 1978. System with Josephson junctions: basic theory. Moscow: Publ. House of MSU, 446 p. (in Russian).
- Lundin B.V., 1972. Nonlinear interactions Langmuir waves in weakly inhomogeneous plasma. *Prikladnaja mehanika i tehniceskaja fizika* (6), 7—13 (in Russian).
- Mayorov S.A., Tkachenko A.P., Yakovlenko S.I., 1994. Metastable supercooled plasma. *Uspehi fizicheskikh nauk* 164(3), 297—307 (in Russian).
- Material elements of atmospheric electricity measurements for 1957—1959 years, 1963 a. Ed. I.M. Imyanitov. Leningrad: Gidrometeoizdat, 339p. (in Russian).
- Observational data of the electric field of the atmosphere at different heights according to aircraft sounding during the International Geophysical Year and the International Geophysical Cooperation 1958—1959, 1963 6. Ed. I.M. Imyanitov. Leningrad: Gidrometeoizdat, 228 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).
- Pavlov P.P., 1937. Changes in air ionization Simeize Katsively and summer 1934 and 1935. *Zhurnal geofiziki* 7 (is. 2-3), 213—223 (in Russian).
- Paramonov N.A., 1956. Some results of observations of the gradient of the electric potential in the atmosphere over the Soviet Union. *Trudy GGO* (is. 58), 81—99 (in Russian).
- Rabinovich M.I., Fabrikant A.L., 1979. Stochastic self-modulation of waves in nonequilibrium media. *Zhurnal jeksperimental'noj i teoreticheskoy fiziki* 77(2), 617—629 (in Russian).
- Rabinovich M.I., Trubetskov D.I., 1984. Introduction to the theory of oscillations and waves. Moscow: Nauka, 431 p. (in Russian).
- Rytov S.M., 1976. Introduction to Statistical Radiophysics. P. 1. Stochastic processes. Moscow: Nauka, 496 p. (in Russian).
- Rytov S.M., Kravtsov Y.A., Tatarsky V.I., 1978. Introduction to Statistical Radiophysics. P. 2. Random fields. Moscow: Nauka, 464 p. (in Russian).
- Smirnov B.M., 1982. Excited Atoms. Moscow: Energoizdat, 232 p. (in Russian).
- Sokolov A.V., 1961. Optical properties of metals. Moscow: Fizmatgiz, 464 p. (in Russian).
- Chemist's Handbook, 1996. Vol. 1. Ed. B.P. Nikolsky. Moscow; Leningrad: Goskhimizdat, 1073 p. (in Russian).
- Tables of physical quantities. Handbook, 1976. Ed. I.K. Kikoin. Moscow: Atomizdat, 1008 p. (in Russian).
- Tkachev A.P., Yakovlenko S.I., 1997. Stochastic interaction and relaxation of classical Coulomb plasma. *Pis'ma v ZhJeTF* 23(17), 68—76 (in Russian).
- Trofimova T.I., 2006. Course in Physics. Moscow: Vysshaja shkola, 560 p. (in Russian).
- Physical encyclopedia, 1988. Ed. A.M. Prokhorov. Moscow: Sov. encyclopedia. Vol. 1. 704 p. (in Russian).
- Frohlich G., 1960. Theory of dielectrics. Permittivity and dielectric loss. Moscow: Izd. inostr. lit., 251 p. (in Russian).
- Tserfas K.E., 1961. Electrical characteristics of the atmosphere in the vertical section in Tashkent on observations during the IGY. *Proceedings of Conference on the results of the IGY (1960) and meteorological study of Antarctica (1959)*. Moscow: Gidrometeoizdat, 260—274 (in Russian).

- Daniel C., Pierre P., 2010. Dipole blockade in a cold Rydberg atomic sample. Author manuscript. 63 p. doi:10.1364/JOSAB.27.00A208.
- Evans W.F.J., Hunten D.M., Llewellyn E.J., Vallance J.A., 1968. Altitude profile of the infrared system of oxygen in the dayglow. *J. Geophys. Res.* 73(9), 2885—2896.
- Handbook of geophysics and the space environment, 1985. Ed. A.S. Jursa. Hanscom: Air Force Geophysics Laboratory, 1042 p.
- Haslett J.C., Megill F.C., Schiff H.I., 1969. Rocket measurements of $O_2(^1\Delta_g)^1$. *Can. J. Phys.* 47, 2351—2354.
- Hikosaka Y., Kaneyasu T., Shigemasa E., 2008. Formation of metastable fragments around the Cl 2p ionization thresholds of HCl. *J. Korean Phys. Soc.* 53(6), 3798—3801.
- Holzworth R.H., Bering E.A., Kokorowski M.F., Lay E.H., Reddell B., Kadokura A., Yamagishi H., Sato N., Ejiri M., Hirose H., Yamagami T., Torii S., Tohyama F., Nakagawa M., Okada T., Dowden R. L., 2005. Balloon observations of temporal variation in the global circuit compared to global lightning activity. *Adv. Space Res.* 36, 2223—2228.
- Leblanc F., Aplin K.L., Yair Y., Harrison R.G., Lebreton J.P., Blanc M., 2008. Planetary Atmospheric Electricity. New York: Springer, 535 p.
- Niall O., 2011. Electrical, optical and acoustic diagnostics of atmospheric pressure gas discharges. A thesis for the degree of Philosophies Doctor. Dublin City University, 168 p.
- Robert-de-Saint-Vincent M., Hoffman C.S., Schempp H., Gunter G., Whitlock S., Weidemuller M., 2013. Spontaneous avalanche ionization of a strongly blockaded Rydberg gas. *Phys. Rev. Lett.* 110(4), 045004-1—045004-5.
- Sukhinin G.I., Fedoseev A.V., 2006. A self-consistent kinetic model of the effect of striation of low-pressure discharges in inert gases. *High temperature* 44(2), 157—165.