

Вертикальная стратификация возбужденных молекул в нижней стратосфере согласованным электрическим полем

Т.А. Белый¹, Ю.А. Зеленин^{2*}

¹Институт геофизики им. С.И. Субботина НАН Украины
03142, г. Киев, пр. Палладина, 32, Украина

²Международный фонд «Хронограф»
65080, г. Одесса, Украина

Поступила в редакцию 4.12.2015 г.

Рассмотрена стратификация изотропного ультрафиолетового излучения атмосферы ($\lambda = 1200\div 1270 \text{ \AA}$) вертикальным электрическим полем как статическая поляризация высоковозбужденных метастабильных молекул озонного цикла ($O(^1D)$, $O(^3P)$, $O_2(a^1\Sigma_g^+)$). На основе концепции ридберговского флюида возбужденной подсистемы атмосферы получены термодинамические оценки и масштабируемость ван-дер-ваальсовых коллективных взаимодействий, играющие существенную роль в стабилизации ионных слоев. В рамках модели среднего самосогласованного электрического поля (нелинейное уравнение Пуассона) рассмотрены добавки в классический тензор напряжения электрического поля атмосферы T_{ik} . Вычислены поляризационные компоненты тензора T_{ik} , стабилизирующие систему. Предложена модель динамической, адиабатической по полю диэлектрической проницаемости $\epsilon(r)$ как функции локального потенциала.

Ключевые слова: электрическая стратификация, метастабильные молекулы, тензор напряжений; electric stratification, metastable molecules, tensor of tensions.

Введение

Напряженность вертикального электрического поля атмосферы до высот 80 км состоит из чередующихся областей, слоев, пространственный заряд которых при переходе от одной области к другой меняет знак на противоположный [1–6]. Неоднократная смена знака поля по вертикали может говорить о том, что атмосфера является единым «многослойным конденсатором», поддерживающим стратификацию электрически активной подсистемы атмосферы.

Прямые ракетные измерения [1, 3] вертикальной напряженности электрического поля показали, что электрическое поле свободной атмосферы на высотах 15–80 км совершает от пяти до десяти вертикальных колебаний (200–250 м) на каждые 2 км с амплитудой напряженности электрического поля $\pm 2 \text{ В/м}$, сохраняя характерные экстремумы полного колебания поля порядка 1 км. Ниже 15 км [7] каждый экстремум (страта) электрического поля имеет тонкую бифуркационную структуру, типа удвоения периода, вплоть до флуктуационного «часоткола» с длиной волны 5–10 м.

Наблюдения вертикальной электрической проводимости атмосферы [8] и низкочастотных колебаний [9] находятся в соответствии друг с другом в рамках картины эргодической релаксации типа нелинейного самосогласованного поля (осциллятор Ван-дер-Поля [10, 11]).

Для стратосферных высот эффекты магнитного отражения высыпавшихся электронов [12] дают объяснение только модуляции величины скорости ионообразования $q(z, I)$ с характерной шириной спорадических слоев порядка 5–10 км.

Динамика изменения высот ионосферных отражений [13] на частотах 2,5–4,2 МГц показала длинноволновые колебания по вертикали с амплитудой $\pm 5 \text{ км}$ при квазигармоническом сигнале 0,17–0,27 с.

Поляризационное электрическое поле других электрических образований (микроразрядов) является сверхнизкочастотным (СНЧ) порядка 0,001–0,1 Гц [14], что возможно за счет критического уменьшения (поскальзывание) столкновительных потерь (торможения) [15] холодных и сверххолодных электронов в нижней и верхней атмосфере при энергиях 0,01–0,1 эВ. Критической величиной кинетической энергии электрона в атмосфере является величина 1,4 эВ, ниже которой столкновительные потери уменьшаются в 20–30 раз [15]. Выше этой величины столкновительные потери увеличиваются.

* Тарас Анатольевич Белый (belyit@gmail.com); Юрий Алексеевич Зеленин.

Высыпаящиеся электроны с энергиями 85–100 эВ тормозятся за время от 10^{-5} до 10 с через генерацию ленгмюровских шумовых колебаний [16], что составляет динамический флуктуационный механизм стратификации подвижной холодной подсистемы электронов $t^l < t^i < t^k$, где $t^l \sim 10^{-5}$ с, $t^i \sim 10^{-3}$ с, $t^k \sim 10$ с — время релаксации с нейтральными частицами t^l , плазменными колебаниями t^i и колебаниями холодной плазмы t^k согласно [15].

Таким образом, тепловые электроны релаксируют в 10^6 раз медленнее электронов при химических взаимодействиях, а их подвижность в воздухе возрастает не по экспоненциальному закону [17] при малых значениях $E/p \sim 0,01–0,001$ В/мм рт. ст., где E — напряженность электрического поля; p — давление газа.

В плотных слоях атмосферы (до 20 км) происходит монотонное, ступенчатое накопление потенциала до величин 250–500 кВ за счет асимметрии отрицательной и положительной зарядовых волн напряженности поля. Для грозовых облаков потенциалы могут составлять 1–10 МВ. Ступень потенциала соответствует полуволне напряженности поля.

Эффект накопления гигантского электрического потенциала атмосферы 250–500 кВ происходит при малых напряженностях среднего электрического поля 0,1–2 В/см, атмосферном токе 2–4 нА/см² и омической проводимости $10^{-10}–10^{-11}$ Ом/м. Это возможно только при условии, что диэлектрическая проницаемость имеет тот же порядок величины, что и потенциал поля — $10^5–10^6$ системы государственных стандартов электричества (СГСЭ) [18], если атмосферу рассматривать как «многослойный» конденсатор. Большая величина диэлектрической проницаемости необходима для удержания и накопления гигантского потенциала грозового электричества в облаках и стратах в допробойном состоянии, так как известно, что газовый пробой происходит при больших напряженностях поля 10–50 кВ/см, в зависимости от типа разряда и электродов.

Если сравнивать между собой значения напряженности поля и потенциала для эмиссионных слоев электронов конденсированной и газовой фазы, то для первой характерные значения составят $E \sim 10^7–10^8$ В/см, $\varphi \sim 1–1,5$ В (большие напряженности, малые потенциалы), для второй — $E \sim 0,1–2$ В/см, $\varphi \sim 250–500$ кВ (малые напряженности, большие потенциалы).

В физике плазмы обычно игнорируется факт, что ионизация атома или молекулы происходит через возбужденное состояние квантовой системы, так как радиационные ширины излучения симметричных систем составляют, даже в триплетных состояниях, малые времена $10^{-8}–10^{-9}$ с. На факт макроскопического содержания (10–15%) возбужденных атомов и молекул ($O^*(^1D)$, O_2^{**} , N_2^{**}) на высотах 100–120 км было введено понятие об эксайтсфере — оболочке со значимым количеством возбужденных компонент кислородного и азотного цикла стандартной атмосферы (1969 г., МАГА, Мадрид) [19].

Нетривиальным оказался факт, что с 1974 г. [20] ракетным зондированием в ультрафиолетовом (УФ) диапазоне ($\lambda \sim 1200$ Å) зарегистрированы экстремумы УФ-излучения (50–350 фотон/с) на высотах 15–45 км.

Аспект существования эксайтсферы является дополнительным условием коллективизации избыточных электронов рассеяния и высоковозбужденных ридберговских орбитирующих (связанных) электронов и молекул с поляризуемостями ридберговских состояний, в n^7 раз большими [18], чем поляризуемость основного состояния газового атома или молекулы, где n — главное квантовое число ридберговского остатка. Например, даже для малых возбуждений $n = 2$ поляризуемость ридберговского состояния составит существенную величину $\alpha^* \sim \alpha_0 2^7$. Концентрация возбужденных и ридберговских частиц для стратосферных высот составляет порядок $10^{10}–10^{11}$ см³ [21], что на пять порядков превышает концентрацию электронов на этих высотах — $n_e \sim 10^4–10^5$ см³.

Атомы и молекулы, имеющие избыточное количество внутренней энергии по сравнению с распределением Больцмана, удерживают это состояние длительное время, существенно изменяя представление об электрически активной части атмосферы [16], формирующей электростратификацию стратосферы, внося сравнимый, а то и больший вклад в полную тепловую энергию плотных слоев, чем подсистема радиационно возбужденного газа. Оценки показывают, что количество энергии, запасаемой в эксайтсфере E_v на разных высотах, намного выше, чем соответствующая энергия ионосферы E_n . Так, например, для высот 150 км, согласно [19], $E_v \sim 5,5 \cdot 10^9$ эВ/см³, $E_n \sim 3 \cdot 10^6$ эВ/см³ соответственно. Отношение внутренней энергии к кинетической составит: $E_v/k_B T \sim 18,6$, $E_n/k_B T \sim 0,01$, где k_B — константа Больцмана; T — температура.

Наличие большого количества ридберговских высокополяризуемых частиц $O_2(^1\Delta_g)$ в нижней стратосфере приводит к симбатной стратификации нижней стратосферы электрическим полем, что хорошо согласуется с данными [20], где экспериментально зарегистрированы страты УФ-излучения в области длин волн 1034–1118 Å.

Корреляционная зависимость вертикальных экстремумов УФ-излучения координат коррелируют с синхронно измеренными экстремумами электрического поля, практически ложась на прямую линию (см. рис. 1, согласно данным работы [20]), где r_U , r_E — экстремум УФ-излучения и экстремум напряженности электрического поля соответственно.

Представление о вертикальном распределении возбужденных частиц как об одной из фундаментальных особенностей электрического строения атмосферы положено в основу формулировки функционала классической электронной плотности медленных электронов с учетом поляризации для объяснения вертикальной стратификации атмосферы электрическим полем.

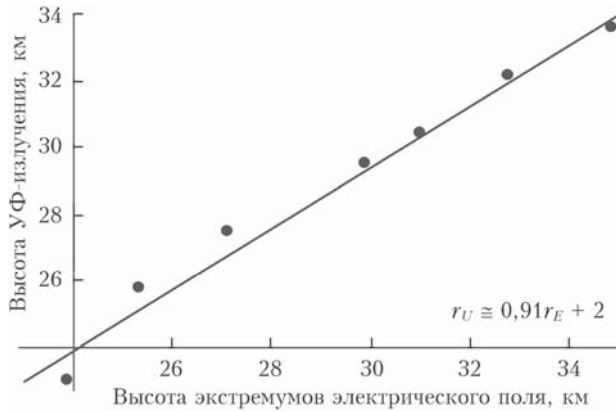


Рис. 1. Соответствие высоты экстремумов электрического поля и высоты экстремумов УФ-излучения

1. Методика исследования

В настоящей работе механизм электростратификации возбужденной подсистемы воздуха рассмотрен в приближении среднего самосогласованного электрического поля атмосферы при учете только свободных зарядов и сводится к самосогласованному перераспределению зарядов типа перехода к структурной решетке (стратам) на основе нелинейного уравнения Пуассона [22]:

$$\frac{d^2\varphi(z)}{dz^2} = 4\pi\rho_0 \operatorname{sh}\left(\frac{e\varphi(z)}{\varepsilon(r)k_B T}\right), \quad (1)$$

где ρ_0 — содержание электрон-ионных пар в атмосфере на высоте z , см⁻³; φ — потенциал электрического поля, В; $\varepsilon(r)$ — диэлектрическая проницаемость, СГСЭ; k_B — постоянная Больцмана; T — температура, К; e — заряд электрона.

Комбинация параметров $k_B T/e$ в гиперболическом синусе соответствует термическому потенциалу p - n -перехода: $\varphi_0 = k_B T/e = 0,025$ В.

Для расширенного представления полуклассического функционала электронной плотности или среднего самосогласованного потенциала (ССП) электрического поля в выражение (1) нужно ввести слагаемое, отвечающее за поляризацию. Наличие поляризационной части приведет к раскладыванию плотности электронов ρ_0 на плотность связанных электронов ρ_0^{sv} и электронов рассеяния ρ_0^r . Таким образом, величина энергии поляризации ридберговской частицы (орбитирующего электрона) войдет в больцмановскую экспоненту, формирующую среднее поле страт, как компонента связанных зарядов $\rho_0^{sv} = 4\pi \exp(-\alpha(n)(\nabla\varphi)^2 / k_B T)$, где E — напряженность вертикальной компоненты поля; $\alpha(n)$ — поляризуемость ридберговского атома или молекулы.

Тогда правая часть выражения (1) будет иметь вид:

$$4\pi(\rho_0^r + \rho_0^{sv}) \operatorname{sh}\left(\frac{e\varphi(z)}{\varepsilon(r)k_B T} + \frac{\alpha(\nabla\varphi)^2}{k_B T}\right),$$

где плотность электронов рассеяния ρ_0^r описывается гиперболическим косинусом cosh , а плотность свя-

занных зарядов ρ_0^{sv} соответствует орбитирующим электронам ридберговской молекулы с поляризуемостью $\alpha^* \sim \alpha_0 n^7$.

В предлагаемой модели ССП атмосферы распределение диэлектрической проницаемости $\varepsilon(r)$ является динамической, адиабатической по полю переменной «нетвердотельного» — Друде—Лоренцевского типа. В адиабатическом приближении для тепловых и холодных электронов ($k_B T < 10^{-3} \div 0,025$ эВ) диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(r)$ следует за электрическим полем и градиентом потенциала. Зависимость $\varepsilon(r)$ от полевой переменной φ является существенно нелинейной [18]:

$$\varepsilon(\varphi, \nabla\varphi) = (\varphi/\nabla\varphi)^{2/3} \sqrt[3]{8\pi\rho_0/\varphi_0^2}.$$

Адиабатическая диэлектрическая проницаемость медленных электронов в газе представляет собой динамическую коллективную переменную, следующую за флуктуациями зарядовых волн холодных электронов — экспериментально зарегистрированные сверхнизкочастотные флуктуации [14]. В отличие от конденсированной фазы, где кристаллическая решетка держит электроны и создает зоны проводимости, для газовой фазы она отсутствует.

В этом контексте можно определять пространственную дисперсию поляризованного множителя $\varepsilon(r)$ обработкой больцмановского экспонента на экспериментальных профилях напряженности электрического поля [3, 5], как показано в работе [18].

Модификация нелинейного уравнения Пуассона (1) с учетом дипольной поляризации $\alpha(\nabla\varphi)^2$, а также вычисленные компоненты макроскопического тензора электрических напряжений будут рассмотрены в разделе 4.

2. Особенности возбужденной (ридберговской) подсистемы атмосферы

Физико-химический механизм формирования равновесия в высокополяризуемой системе ридберговских молекул и атомов атмосферы кинетически сложен и включает десятки реакций ионно-радиационного равновесия для тепловых и холодных электронов, а также радиационную кинетику корпускулярного излучения Солнца, рассеиваемую до химических энергий ионизации и возбуждения [23–25].

Поляризационное электрическое поле атмосферы является флуктуационным во времени и негармоническим начиная с диапазона СНЧ 0,0001–5 Гц [14], играющих роль мягкой моды структурного фазового перехода к сверхрешетке (стратам), до мегагерцового диапазона грозových процессов [7].

Физика диапазона СНЧ-колебаний соответствует сильной связи флуктуационного электростатического поля холодной и сверххолодной компоненты полного ионизационного спектра электронов атмосферы с энергиями $\varepsilon < 0,025$ эВ как точке накопления суммы радиационных электронов. В диапазоне частот $10^{-4} < \omega(\text{Гц}) < 10^{-1}$ спектральная плотность

микроразрядов убывает обратно пропорционально степени $3/2$ и может быть аппроксимирована простым выражением $(100\omega)^{-3/2}$ [14].

Остывшие и холодные электроны проявляют необычные свойства по данным прямого молекулярного моделирования малых систем [26–30], а также имеют неэкспоненциальный рост подвижности в газе в сверхслабых полях $E/p < 0,001–0,01$ В/(см · мм рт. ст.) (см. рис. 2, по данным [17]), где E — напряженность электрического поля, p — давление газа.

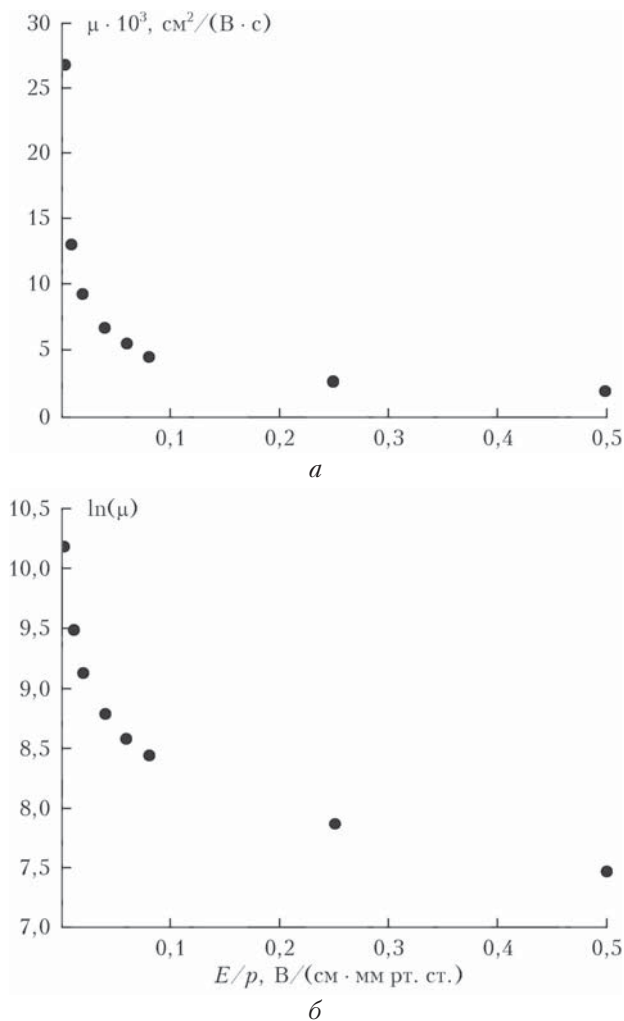


Рис. 2. Неэкспоненциальное увеличение подвижности медленных электронов μ при значениях $E/p < 0,1$ [17]: a — наблюдаемая подвижность электронов μ ; b — логарифмическая зависимость от μ

Можно предположить, что радиационно возбужденная подсистема атмосферы для высот $z \geq 15$ км (начало озонового цикла) состоит из ридберговских возбужденных молекул метастабильного и атомарного кислорода O^* , O_3^* , азота и окислов N_2^* , NO^* , а также оже-возбужденных молекул [31].

Время жизни возбужденных молекул составляет от 2 до 10^4 с [32]. Такие молекулы легко можно доионизировать вторым актом возбуждения со зна-

чительно меньшей энергией, а так как возбужденная компонента кислородного цикла является электроотрицательной, она легко образует отрицательные ионы O^- , O_2^- , O_3^- , которые еще легче поляризуются. Такой фрагмент будет вести себя как поляризованный остаток, взаимодействуя с электронами.

Ридберговские атомы и молекулы характеризуются наличием слабосвязанного электрона (с энергией порядка десятых долей электрон-вольта и меньше) и большими размерами (сотни ангстрем и более) [33, 34].

Поляризуемость ридберговских молекул составляет $\alpha^* = \alpha_0 n^7$ [18], где n — главное квантовое число, α_0 — поляризуемость нейтральной молекулы. Как показано в работах [33, 35], в верхней стратосфере и нижней ионосфере инструментальными методами зарегистрированы значения $n \sim 10–40$ с расстояниями между уровнями линейчатого спектра порядка $dE \sim 300–600$ МГц. Для УФ-области порядок n составит 1–10; для оже-возбуждения основных оболочек — 40–50.

Возбужденная подсистема с ридберговскими поляризуемостями и полярные молекулы будут накапливаться в промежутках глобального многослойного конденсатора атмосферы, составляя порядок концентраций $10^{10}–10^{11}$ см $^{-3}$ в плоскостях с максимальным градиентом электрического поля. Основные состояния O_2 , N_2 стандартной атмосферы, составляющие буфер (изолятор), имеют нулевой дипольный момент [36] и большие потенциалы ионизации.

Оценим достаточную энергию возбуждения n (главное квантовое число) ридберговских частиц (атомов или молекул) $Ry \sim 10–13$ эВ в слабых электрических полях $E \sim 1–2$ В/см стандартной атмосферы, исходя из условия индуцирования поляризации дипольного момента $1D$:

$$\alpha^* E = 1D.$$

Подставив характерные величины в выражение $1D = 10^{-18}$ СГСЭ единиц момента, 1 В/см = $3,3 \cdot 10^{-3}$ СГСЭ, $\alpha_0 = 9/2 \cdot 10^{-24}$ см 3 (поляризуемость основного состояния), $\alpha^* = \alpha_0 n^7$ (поляризуемость возбужденного состояния) и проведя преобразования, получим, что достаточное главное квантовое число составит $n \sim 15,3$.

Оценим главное квантовое число n выхода ридберговского электрона в сплошной спектр рассеяния, приравняв ширину кулоновского спектра Ry/n^3 к тепловому кванту $1/2 \cdot k_B T$: $Ry/n^3 \sim 1/2 \cdot k_B T$, где $Ry \sim 10–13$ эВ, $1/2 \cdot k_B T \approx 0,01$ эВ. Тогда главное квантовое число выхода ридберговского электрона в сплошной спектр рассеяния составит $n \sim 10$.

Оценим размер ридберговской частицы, при котором внутреннее электрическое поле e сравнивается со средним межмолекулярным полем $E = 10–100$ В/см:

$$e/\langle r^2 \rangle = E.$$

При среднем радиусе ридберговской частицы $\langle r^2 \rangle \approx 5/2 \cdot n^4$ и внутреннем электрическом поле

$e \cong 10^8$ В/см имеем следующие оценки n : $(10^6)^{1/4} = 31,6$; $(10^5)^{1/4} = 17,7$.

Оценки показывают, что при сравнительно средних ридберговских возбуждениях $n \sim 10-15$ возбужденные атомы и молекулы могут отдавать электрон в активную среду и поляризоваться сравнительно слабым средним полем, создавая макроскопическую электрострикцию. Величина n может быть уменьшена, если для внешнего поля выбрать межчастичные поля в облаке или межмолекулярные поля, составляющие порядок 10^2-10^4 В/см. Тогда активными становятся частицы с возбуждениями $n \sim 5$.

Степень возбуждения молекул в стратосфере соответствует работе выхода электрона в сплошной спектр по напряженностям внешнего локального электрического поля. Оценим работу выхода электрона δI и локальной ионизирующей напряженности поля E , согласно [32], от главного квантового числа ($n = 10-40$):

$$\begin{aligned}\delta I &\approx 27 \text{ эВ}/n^3 \approx 27/10^3 \approx 0,027 \text{ эВ}, \\ \delta I &\sim 27 \text{ эВ}/n^3 \approx 27/40^3 \approx 4 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}; \\ E &\approx 0,3 \text{ В/см}/n^4 = 0,3/10^4 \approx 10^{-5} \text{ В/см}, \\ E &\approx 0,6 \text{ В/см}/n^4 = 0,6/40^4 \approx 10^{-7} \text{ В/см}.\end{aligned}$$

Следовательно, работа выхода электрона из континуума $\delta I \approx 4 \cdot 10^{-4} \div 0,027$ эВ существенно меньше теплового кванта $k_B T \approx 0,025$ эВ. Иначе говоря, возбужденные атомы и молекулы дополнительно являются стабилизаторами свободных электронов или ридберговскими поляронами [37], поставляя электроны в систему.

Таким образом, в дополнение к электронам рассеяния количество свободных носителей будет существенно больше и составит порядок 10^{10} см^{-3} за счет орбитирующих электронов, захваченных ридберговскими молекулами, взамен величины электрометрических свободных электронов, имеющих порядок 10^4 см^{-3} .

3. Термодинамическая оценка и масштабируемость взаимодействий возбужденных (ридберговских) молекул

Рассмотрим вклад в свободную энергию возбужденной n^* (время жизни $\tau \sim 12-140$ с) и нейтральной n_L подсистем воздуха на примере метастабильных молекул $O(^1D)O(^3P)$, $O_2(a^1\Sigma_g^+)$, $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ [32]. Для данных метастабильных молекул ионизационный потенциал кислорода I_{O_2} и азота I_{N_2} составят: $I_{O_2} = 12,07$ эВ, $I_{N_2} = 15,5$ эВ. Концентрация возбужденных молекул O_2 и N_2 имеет порядок $n^* \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, энергия возбужденного состояния метастабильных молекул кислорода и азота составит величину: $n^* I_{O_2, N_2} \approx 10^{11} \text{ см}^{-3} \cdot (12-15) \text{ эВ} \approx (1,2-1,5) \cdot 10^{12} \text{ эВ/см}^3$. Для нейтральной подсистемы атмосферы число Лошмидта имеет поряд-

док $n_L \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Соответственно, тепловая энергия нейтральной подсистемы атмосферы оценивается как $n_L k_B T \approx 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3} \cdot (0,01-0,025) \text{ эВ} \approx (1-5) \cdot 10^{17} \text{ эВ/см}^3$.

Если учесть экспоненциальное убывание плотности атмосферы с высотой, тогда для высот 40 км содержание нейтральных молекул оценивается как $n_L \cdot 10^{-3}$ от приземных величин n_L , а для 90 км как $n_L \cdot 10^{-6}$ [36]. Таким образом, для высот $z = 40-90$ км плотность тепловой энергии будет сравнима с плотностью возбуждения и составит один порядок: $(1-5) 10^{17} \text{ эВ/см}^3 \cdot 10^{-6} = (1-5) \cdot 10^{11} \text{ эВ/см}^3$. Для высот $z > 12-15$ км энергия возбуждения составит ощутимый процент от полной энергии.

Подвижность и диффузия, масштабируемость $n^{-7/2}$. Запишем константу диффузии поляризованных ионов в чужом газе через поляризуемость α и приведенную массу иона и молекулы основного газа [36, С. 291]:

$$D_i^* = \frac{0,0031T_i}{\sqrt{\mu\alpha}},$$

где T_i — температура ионов, К; μ — атомные единицы массы; α — поляризуемость в атомных единицах. Подставив в выражение для константы диффузии поляризуемость возбужденной молекулы $\alpha^* = \alpha n^7$, получим

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

Оценим величину $n^{-7/2}$, подставив характерные значения для n [33]: $n = 2$, $n^{-7/2} = 0,08$; $n = 10$, $n^{-7/2} = 0,0003$; $n = 40$, $n^{-7/2} = 2,5 \cdot 10^{-6}$.

Таким образом, при электронных подвижностях $10^3-10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ [17, 36] орбитируемый электрон, захваченный возбужденной молекулой, имеет подвижности основного газа $(2,5 \cdot 10^{-6}-0,08) \cdot 10^4 \approx (1-10^2) \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, т.е. электроны оказываются захваченными в ионную подсистему в форме полярона.

Силы Ван-дер-Ваальса, масштабируемость порядка n^4 , n^{11} . Энергия поляризационного взаимодействия между молекулами определяется как [32]:

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

где I_a, I_b — ионизационные потенциалы взаимодействующих молекул a и b ; α_a, α_b — поляризуемость молекул a и b ; r — расстояние между молекулами a и b . Тогда для пары возбужденная молекула — нейтральная молекула имеем

$$U_{ab}^{*0} = -\frac{3}{2} \frac{I_a^* I_b}{I_a^* + I_b} \frac{\alpha_a^* \alpha_b}{r^6} \approx -\frac{3}{2} \frac{I_a I_b}{I_a + I_b} \frac{\alpha_a \alpha_b}{r^6} \frac{1}{n^3} n^7 \approx n^4 U_{ab}^0,$$

где $\alpha_a^* = \alpha_a n^7$ — поляризуемость возбужденной молекулы.

Для пары эксимер—эксимер зависимость от возбуждения составит

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

$$\approx -\frac{3}{2} \frac{I_a I_b \alpha_a \alpha_b}{I_a + I_b} \frac{1}{r^6} \frac{1}{n^3} n^7 n^7 \approx n^{11} U_{ab}^0.$$

Здесь I_a^* , I_b^* — ионизационные потенциалы взаимодействующих возбужденных молекул a и b относительно уровня возбуждения; α_a^* , α_b^* — поляризуемость возбужденных молекул; n — главное квантовое число; r — расстояние между молекулами a и b .

В данных выражениях поляризуемость входит как мультипликативный множитель линейно во взаимодействие эксимер — нейтральная молекула и квадратично во взаимодействие двух возбужденных молекул. Это уменьшает ионизационный потенциал и приводит к масштабированию ван-дер-ваальсовых взаимодействий на порядок n^4 и n^{11} с очевидной возможностью образования фазы экситонного типа [38].

Возбужденные молекулы существенно сильнее притягиваются к буферному газу и практически локализируются в местах образования, коллективизируя ридберговскую подсистему вместе с электронами в флюид. Уменьшение подвижности и скейлинг межатомного взаимодействия на порядок n^4 , n^{11} обеспечивают механическую стабильность такой фазы за время жизни существования эксимеров и по сути может определять конденсацию молекул воды в тропосфере и нижней стратосфере.

Аналогичным образом масштабируется дипольное кулоновское взаимодействие, уменьшая подвижность полярных электронов, локализуя их в слое и, как следствие, стабилизируя полярные молекулы воды (водяной пар) в слое за счет дипольных сил. Полярные молекулы и кластеры воды с большой диэлектрической проницаемостью $\epsilon \approx 80-100$ СГСЭ и дипольным моментом 1,84 Д [36 (табл. 32.11), 39, 40] являются электроактивными. Для тропосферы масштабируемость кулоновского взаимодействия позволяет на качественном уровне прояснить механизм изменения процессов конденсации водяного пара сменой день—ночь, как уменьшение количества возбужденных молекул в ночное время.

Таким образом, скопление возбужденных молекул или молекул высокой полярности с большой поляризуемостью уменьшает транспортные скорости электронов до величин тепловых скоростей молекул и локализует их в виде ридберговского флюида — динамического диэлектрика, изолирующего страты друг от друга. В таких стратах на несколько порядков возрастает диэлектрическая проницаемость $\epsilon(r)$ [18], что способствует уменьшению ларморовских и плазменных частот, приводя их к наблюдаемым значениям пульсационных разрядов с характерными временами 0,01–0,1 с [14].

4. Спектроскопическая идентификация ридберговской люминисценции

Предположим, что стратификация УФ-излучения связана с поляризацией люминисцентных состоя-

ний метастабильных молекул кислорода и азота [32]: $O_2(a^1\Delta g)$ (время жизни $\tau \approx 3 \cdot 10^3$ с), $O_2(a^1\Sigma g^+)$ ($\tau \approx 12$ с), $O(^1D)O(^3P)$ ($\tau \approx 140$ с), $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ ($\tau \approx 2$ с). Тогда по времени жизни возбужденного состояния τ излучающим атомом может выступить возбужденный кислород $O_2(a^1\Delta g)$ с энергией 0,98 эВ и длиной волны $\lambda = 1,27$ мкм.

Как показано независимыми исследованиями [21, 41, 42], на высоте 50 км плотность метастабильных молекул $O_2(a^1\Delta g)$ в атмосфере Земли может составлять $10^{10}-10^{11}$ см $^{-3}$ и более при плотности буферного газа 10^{16} см $^{-3}$ и ионизации 10^4 э/см 3 . Такие концентрации могут обусловить изотропную часть УФ-излучения возбужденных молекул цикла O_2 и N_2 .

Важно отметить, что сумма квантового выхода [электрон/фотон] УФ-ионизации Φ_0 , оже-ионизации $\Phi_{оже}$, электронного возбуждения $\Phi_{вб}$, ян-тейлеровского колебательного возбуждения $\Phi_{кол}$ должна составлять *единицу*: $\Phi_0 + \Phi_{оже} + \Phi_{вб} + \Phi_{кол} = 1$. Для озонового цикла [43] возбужденная часть молекул составляет существенную часть $n^* \sim 10^{10}$ см $^{-3} \gg n_e \sim 10^4$ см $^{-3}$ в смысле стехиометрии ($\Phi_{оже} + \Phi_{вб} + \Phi_{кол} \gg \Phi_0$), где n^* — концентрация возбужденных молекул на заданной высоте; n_e — концентрация электронов на заданной высоте. Наличие стехиометрических количеств возбужденных молекул может обуславливать даже макроскопические эффекты изменения сопротивления движущегося тела, что является известной проблемой при проектировании кнудсеновского обтекания геоспутников Земли [44].

Таким образом, электронная стратификация сухой атмосферы, рассмотренная в приближении ССП [22], является начальным процессом, инициирующим глобальную поляризацию ридберговского флюида, полярных молекул водяного пара, кластеров воды, параметры которого достаточны для поляризации типа диэлектрического резонанса. Диэлектрический резонанс описывается классическим комбинационным соотношением Максвелла—Гарнетта для активных сред [45].

Ридберговские молекулы и полярные кластеры выступают в качестве второй дисперсной фазы в инертном диэлектрике матрицы Максвелла—Гарнетта, что приводит к локализации поляризационных электромагнитных волн и режиму генерации квазистатического поля — предположительно как эффект молниевых пробоя, если среда имеет энергетическую накачку.

Макрофлуктуации в режиме фазового перехода на дисперсной матрице ридберговского флюида могут приводить к эффекту сверхгенерации на активной среде при отрицательных значениях диэлектрической проницаемости $\epsilon(r) < 0$. В стационарном режиме это составляет механизм поддержания страт возбужденных и высокополярных молекул воды (водяной пар) — стратификация, в нестационарном — режим раскочки критических флуктуаций (грозовое электричество).

5. Тензор напряжений электрического поля в активной среде

В физике плазмы процессы с учетом коллективизации возбужденной подсистемы атмосферы не рассматриваются, но именно этим отличаются радиационные электроны в электроотрицательном газе от классической плазмы с голыми ионами. Ридберговские (орбитирующие) электроны вносят вклад в проводимость и поляризацию атмосферы, что составляет основное отличие электронов в плотном газе от классической плазмы, так как наличие поляризационной части приводит к раскладыванию плотности электронов ρ_0 на плотность связанных электронов ρ_0^{sv} и электронов рассеяния ρ_0^r .

Принимая во внимание заряженную возбужденную подсистему атмосферы (эксимерные и полярные молекулы), можно предположить, что в уравнениях движения фазы в Лагранжевой форме записи должен присутствовать тензор напряжений для потенциальной силы электрического поля в среде \mathbf{F}_i , содержащий диагональные компоненты и пространственную дисперсию диэлектрической проницаемости $\epsilon(r)$: $\mathbf{F}_i = \nabla_k T_{ik}$.

В общем виде, для скалярного поля, тензор напряжений в декартовой системе координат будет иметь вид

$$T_{ik} = \left(\frac{\partial L}{\partial \varphi_i} \right) \partial \varphi_k - \delta_{ik} L. \quad (2)$$

Лагранжиан L в выражении (2) запишем согласно [6]:

$$L = 1/2 \epsilon(r) (\nabla \varphi_i)^2 - \rho_0 \text{ch}(e\varphi/\epsilon k_B T). \quad (3)$$

Здесь e – заряд электрона; δ – символ Кронекера.

В электростатике [46] тензор T_{ik} не содержит диагональных элементов, собственно энергетических частей, удерживающих систему, так как диэлектрическая проницаемость $\epsilon(r)$ задается параметрически. В выражении (2) тензор T_{ik} имеет диагональную часть, так как включает в себя динамическую диэлектрическую проницаемость.

Рассмотрим три варианта тензора T_{ik} (2) для заряженной подсистемы атмосферы с активной фазой:

а) молекулярная поляризуемость отсутствует, Лагранжиан L дается выражением (3), диэлектрическая проницаемость $\epsilon(r)$ вычисляется. Разворачивая тензор T_{ik} по определению, получаем матрицу с диагональными элементами:

$$\begin{aligned} \det(T_{ik}) &= \begin{vmatrix} U - \lambda & E_{12} & E_{13} \\ E_{21} & U - \lambda & E_{23} \\ E_{31} & E_{32} & U - \lambda \end{vmatrix} = \\ &= (U - \lambda)^3 + 2E_{12}E_{23}E_{31} - E_{31}^2(U - \lambda) - \\ &\quad - E_{12}^2(U - \lambda) - E_{32}^2(U - \lambda), \end{aligned} \quad (4)$$

где $U = \rho_0 \text{ch}(e\varphi/\epsilon k_B T)$ – макрополяризационный потенциал ССП, удерживающий систему ионов и элек-

тронов, включающий в себя гравитационный потенциал;

б) в больцмановской экспоненте присутствует поляризационное молекулярное слагаемое $\alpha(\nabla\varphi)^2/k_B T$, где α – поляризуемость. Лагранжиан L дается выражением (3), диэлектрическая проницаемость $\epsilon(r)$ вычисляется. Такая подстановка приводит к тому, что в диагональную часть тензора T_{ik} войдут поляризационные слагаемые: $U = \rho_0 \text{ch}(e\varphi/\epsilon k_B T + \alpha(\nabla\varphi)^2/k_B T)$. В недиагональные элементы добавятся производные от гиперболического косинуса в форме P_{ik} :

$$P_{ik} = \rho_0 \text{sh} \left(\frac{e\varphi}{\epsilon k_B T} + \frac{\alpha(\nabla\varphi)^2}{k_B T} \right) \frac{\alpha \nabla \varphi_i \nabla \varphi_k}{k_B T}.$$

в) В больцмановской экспоненте присутствует поляризационное молекулярное слагаемое $\alpha(\nabla\varphi)^2/k_B T$. Лагранжиан L дается выражением (3), диэлектрическая проницаемость $\epsilon(r)$ рассчитывается по адиабатическому приближению самосогласованием по полю и потенциалу [18]:

$$\epsilon(\varphi, \nabla\varphi) = (\varphi/\nabla\varphi)^{2/3} \sqrt[3]{8\pi\rho_0/\varphi_0^2}.$$

В данной постановке структура тензора напряжений будет иметь вид

$$\pi_{ik} = \frac{1}{2} (\mathbf{E}, \mathbf{E}) 2 \frac{\partial \epsilon(r)}{\partial \varphi_i} \partial \varphi_k.$$

В рамках модели ССП функциональное дифференцирование $\epsilon(r)$ по общему определению дает скалярную часть, сохранив тензорную структуру

$$\begin{aligned} \pi_{ik} &= \frac{1}{2} (\mathbf{E}, \mathbf{E}) \left(-\frac{1}{3} \right) \frac{\varphi^{2/3}}{(\mathbf{E}, \mathbf{E})^{4/3}} 2 \nabla_i \varphi \partial \varphi_k = \\ &= -\frac{1}{3} \frac{\varphi^{2/3}}{(\mathbf{E}, \mathbf{E})^{1/3}} 2 \nabla_i \varphi \partial \varphi_k. \end{aligned}$$

Знак «минус» перед выражением говорит о том, что в тензоре появилось касательное напряжение, восстанавливающее систему, отсутствующее в классической формулировке при жестком заданном $\epsilon(r)$, при этом тензор π_{ik} остается симметричен. Структура сил, действующих вдоль главных осей, определяется собственными значениями тензора, т.е. появляются дополнительные диагональные силы. Собственные значения тензора напряжения представляют собой диагональный эффективный потенциал, формирующий систему в невертикальных плоскостях. Общая матрица модифицируется аддитивным образом: $T_{ik} = E_{ik} + P_{ik} + \pi_{ik}$, где E_{ik} – тензор напряжения электромагнитного поля в вакууме; P_{ik} – поляризационная добавка; π_{ik} – тензор напряжения с адиабатической диэлектрической проницаемостью.

Структура характеристического уравнения (4) сводится к следующим корням: $\lambda_0 = U$ (так как кубическое уравнение не содержит постоянного слагаемого и оно сокращается); два других определя-

ются из уравнения $(U - \lambda)^2 + 2E_{12}E_{23}E_{31} - E_{31}^2 - E_{12}^2 - E_{32}^2 = 0$.

При наличии молекулярной поляризации (градиент в бoльцмановской экспоненте) элементы тензора E_{ik} должны быть модифицированы недиагональными поляризационными добавками: $E_{ik} + P_{ik}$. Таким образом, появляются новые касательные напряжения, отсутствующие в классической электростатике, представляющие собственную энергию системы динамических зарядов.

Сделаем два важных замечания.

1. При описании стратосферы в уравнения гидродинамики должна входить не сила, приложенная к точечному заряду, а тензор напряжений всей системы распределенных зарядов, что включает неточечную модель электрона Лоренца.

2. Поляризационное слагаемое P_{ik} — это источник поля в касательных плоскостях за счет дипольных и поляризационных Ван-дер-ваальсовских слагаемых. Касательные напряжения тензора представляют собой диагональный эффективный потенциал, формирующий систему в горизонтальных плоскостях. Таким образом, добавка P_{ik} является дополнительным источником силы, стабилизирующим возбужденные и полярные молекулы в горизонтальных слоях, а также при формировании облаков верхнего яруса.

В локальном приближении ($E_i(r)$, $r = r_0$) задача определения собственных значений тензора T_{ik} аналогична анализу значений постоянного тензора инерции в классической механике вращающегося тела (волчка). На основе этого можно предположить, что из трех собственных значений в тех или иных условиях устойчивым останется одно — максимальное. Применительно к облакам (водяной пар атмосферы) характер напряжений может определять тип облака, например C_i , C_s . Таким образом, можно сделать предположение, что облака верхнего яруса формируются за счет электростатических напряжений сдвигового типа. Неожиданным является тот факт, что в системе с центральным взаимодействием появляются касательные силы с потенциалами U_1 и U_2 как следствие самосогласования — реакции системы.

Для гидродинамических систем (например, движение облака как самосогласованного объекта) дополнительно к тензору T_{ik} необходимо вводить тензор вязких напряжений Навье-Стокса $p_{ik} = f_{ik}$. В квазистатическом приближении при заданном поле скоростей \mathbf{v}_i тензор $p_{ik} = p\delta_{ik} + \eta\nabla\mathbf{v}_i\nabla\mathbf{v}_k$, где p — гидродинамическое давление; η — динамическая молекулярная вязкость. Для полной теории облака градиентные члены, выделяющие ридберговские фазы в концепции диэлектрического бутстрапа, могут вводиться согласно функционалу, предложенному в работах [47–49] и обобщенному в [50].

Методически важно отметить, что уравнение Пуассона не дает глобальных гармонических решений уравнения Лапласа и, следовательно, картины классической электростатики. Энергия в систему приносится процессами поляризации и деполяризации, включая градиент $\epsilon(r)$ как динамическую перемен-

ную. Ридберговский скэйлинг показывает, что радиационная поляризация молекул до ридберговских состояний вносит вклад в плотность свободной энергии, соизмеримый с внутренней тепловой энергией молекул для высот нижней и средней стратосферы.

Заключение

В рамках нелинейной модели среднего самосогласованного электрического поля предложен механизм стабилизации ридберговской подсистемы атмосферы в горизонтальных слоях путем введения в тензор напряжений T_{ik} поляризационных добавок и динамической диэлектрической проницаемости. Косвенным подтверждением стратификации атмосферы выступает линейная корреляционная зависимость с коэффициентом корреляции порядка 0,97 между экстремумами вертикального электрического поля и экстремумами УФ-излучения по данным синхронных наблюдений [20]. Аналогичная корреляционная зависимость между полярной компонентой (водяной пар, облако) и вертикальным электрическим полем для нижней тропосферы получена в работе [51] на основе данных синхронных наблюдений электрического поля и облачности [5].

Для описания динамики заряженной полярной и возбужденной подсистемы атмосферы в уравнение Пуассона (1) нужно вводить поляризационные добавки. Включение в тензор T_{ik} диагональных элементов (поляризационные члены) и самосогласование по диэлектрической проницаемости $\epsilon(r)$ приводят к аддитивному характеру компонент тензора напряжений электростатического поля, стабилизирующих систему как целое. Для гидродинамических систем это позволяет сделать предположение, что самосогласованное (бездиффузионное) перемещение облака в горизонтальном направлении обязано поляризационной части тензора напряжений в водно-аэрозольной системе. Данный процесс не является равновесным или кинетическим в смысле статистической механики газа. Тип равновесия можно определить как эргодический со степенным распределением СНЧ-колебаний в окрестности точки структурного перехода.

Дополнительным параметром порядка высокополярной и сильнополяризованной ридберговской фазы является отношение средней энергии поляризации к тепловому кванту $\alpha(\nabla\phi)^2/k_B T$, так как в масштабах молекулярной системы дебаевского экранирования уже не происходит. Взаимодействия в функционал среднего поля полярной компоненты (Леннард-Джонс) и полярной компоненты со свободными зарядами дипольного типа вводятся в лагранжиан как степенные функции по концентрациям электронов независимо от их состояния (ридберговские электроны или электроны рассеяния). При переходе от сухой атмосферы к атмосфере, насыщенной водяным паром, параметр $\alpha(\nabla\phi)^2/k_B T$ является средней поляризуемостью единицы объема возбужденной среды. Таким образом, радиационный

фон жесткой компоненты Солнца вносит существенный вклад в величину молекулярной поляризации атмосферы как средней законсервированной энергии в виде низкочастотных флуктуаций диэлектрической проницаемости $\epsilon(r)$, а также в глобальную стратификацию возбужденной подсистемы атмосферы и глобальную стратификацию водяного пара.

Практически это означает, что загрязнение атмосферы может оказать критическое воздействие на поляризационный потенциал в области *критических флуктуаций*, не редуцируясь к прямому пропорциональному стехиометрическому воздействию физико-химического типа, что может быть причиной катастрофических изменений климата.

1. Брагин Ю.А. Исследование знака пространственного заряда атмосферы до высоты 86 км // Косм. исслед. 1969. Т. 8, № 3. С. 465–467.
2. Брагин Ю.А., Кочев А.А., Кихтенко В.Н., Смирных Л.Н., Тютин А.А., Брагин О.А., Шамахов Б.Ф. Электрическое строение стратосферы и мезосферы по данным ракетных исследований // Распространение радиоволн и физика атмосферы. Новосибирск: Наука, 1981. С. 165–183.
3. Брагин Ю.А., Тютин А.А., Кочев А.А., Тютин А.А. Прямые измерения напряженности электрического поля атмосферы до 80 км // Косм. исслед. 1974. Т. 12, № 2. С. 306–308.
4. Брагин Б.А., Шамахов Б.Ф. Прямые исследования знака пространственного заряда атмосферы ниже 50 км // Косм. исслед. 1969. Т. 7, № 5. С. 741–746.
5. 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. Л.: Гидрометеоиздат, 1963. 228 с.
6. Материалы наблюдений напряженности электрического поля атмосферы на различных высотах по данным зондирования 1971–1972 (Япония). Л., 1974. 53 с.
7. Leblanc F., Aplin K.L., Yair Y., Harrison R.G., Lebreton J.P., Blanc M. Planetary Atmospheric Electricity. Springer, 2008. 535 p.
8. Брагин Ю.А., Кочев А.А., Брагин О.А. Прямые измерения электрической проводимости и времени релаксации ионизированного воздуха в стратосфере и мезосфере // Косм. исслед. 1975. Т. 11, № 1. С. 124–129.
9. Брагин Ю.А., Зинатулин Р.М., Струминский В.И., Шамахов Б.Ф. Прямые измерения низкочастотных (10^{-2} – 10^2 Гц) колебаний электрического поля атмосферы ниже 25 км // Распространение радиоволн и физика атмосферы. Новосибирск: Наука, 1981. С. 183–191.
10. Кузнецов С.П. Нелинейная динамика лампы обратной волны // Изв. вузов. Прикл. нелинейн. динам. 2006. Т. 14, № 4. С. 3–35.
11. Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 1984. 431 с.
12. Нестеров В.П. Об образовании узкого спорадического слоя E // Геомагнетизм и аэрон. 1974. Т. 14, № 2. С. 239–243.
13. Галкин А.И., Ерофеев Н.М. Короткопериодические изменения высот ионосферных отражений // Геомагнетизм и аэрон. 1969. Т. 9, № 3. С. 562–564.
14. Флуктуации электромагнитного поля Земли в диапазоне СНЧ / Под ред. М.С. Александрова. М.: Наука, 1972. 195 с.
15. Кудрявцев В.П., Стрелков А.С. О передаче энергии медленными электронами ионосферному газу // Геомагнетизм и аэронавигация. 1974. Т. 14, № 5. С. 902–904.
16. Колоколов Л.У. О взаимодействии фотоэлектронов с плазменными колебаниями // Косм. исслед. 1974. Т. 12, № 1. С. 138–140.
17. Focken C.M. The mobilities of ions and electrons in pure gases // Transactions and proceedings of the New Zealand Institute. 1934. V. 63. P. 285–314.
18. Белый Т.А., Зеленин Ю.А. Диэлектрические функции поляризации тепловых электронов сухой атмосферы (до высот 12 км) // Геофиз. ж. 2014. Т. 36, № 5. С. 91–117.
19. Власов М.Н. Поведение возбужденных атомов и молекул в верхней атмосфере на высотах 40–300 км // Геомагнетизм и аэрон. 1973. Т. 13, № 4. С. 705–709.
20. Дегтярев В.С., Тучков Г.А., Тютин А.А. Результаты ракетных измерений УФ-излучения в нижней мезосфере и стратосфере // Распространение радиоволн и физика атмосферы. Новосибирск: Наука, 1981. С. 211–214.
21. Evans W.F.J., Hanten D.M., Llewellyn E.J., Vallance-Jones A. Altitude profile of the infrared atmospheric system of oxygen in the dayglow // J. Geophys. Res. 1968. V. 73, N 9. P. 2285–2896.
22. Белый Т.А., Зеленин Ю.А. Об ионной и электростатической природе активации линейных облачных аномалий над сейсмически активными зонами // Геофиз. ж. 2012. Т. 34, № 3. С. 145–154.
23. Мак-Ивен М., Филлипс Л. Химия Атмосферы. М.: Мир, 1978. 376 с.
24. Савун О.И., Сенчуро И.Н., Шаврин Н.И., Шумиуров В.И. Распределение доз радиации в радиационных поясах земли в годы максимума солнечной активности // Косм. исслед. 1973. Т. 11, № 1. С. 119–129.
25. Ogawa T., Tanaka E., Tamura Y. Measurement plan of atmospheric electrical field for altitudes between 0 and 60 km // Fourth International Conference on General Aspects of Atmospheric Electricity Int. Comm. Atmos. Electr. Tokyo, 1968.
26. Майоров С.А., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. Неожиданные свойства классической кулоновской плазмы, обнаруженные на основе моделирования из первопринципов // Мат. моделир. 1992. Т. 4, № 7. С. 3–30.
27. Майоров С.А., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. Метастабильная переохлажденная плазма // Успехи физ. наук. 1994. Т. 164, № 3. С. 297–307.
28. Ткачев А.Н., Яковленко С.И. О коллективных колебаниях метастабильной переохлажденной плазмы // Кратк. сообщ. по физ. ФИАН. 1995. № 11–12. С. 67–72.
29. Ткачев А.Н., Яковленко С.И. Стохастическое воздействие и релаксация классической кулоновской плазмы // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23, № 17. С. 68–76.
30. Ткачев А.Н., Яковленко С.И. Предельно неидеальная метастабильная переохлажденная плазма // Ж. теор. физ. 1997. Т. 67, № 8. С. 42–52.
31. Демехин Ф.В., Омеляненко Д.В., Сухоруков В.Л., Демехина Л.А., Вернер Л., Килих В., Эресман А., Шморанцер Х., Шартнер К.-Х. Интерференционные эффекты в процессах резонансного возбуждения $1s-\pi^*$ молекулы NO // Ж. структур. химии. 2008. Т. 49, № 57. С. S67–S76.
32. Смирнов Б.Н. Возбужденные атомы. М.: Энергоиздат, 1982. 231 с.
33. Голубков Г.В., Голубков М.Г., Карпов И.В. Микроволновое излучение атмосферы, индуцированное импульсным гамма-источником // Хим. физ. 2011. Т. 30, № 5. С. 61–74.
34. Ридберговские состояния атомов и молекул / Под ред. Р. Стеббинга, Ф. Даннинга. М.: Мир, 1985. 496 с.
35. Голубков Г.В., Манжелий М.И., Карпов И.В. Химическая физика верхней атмосферы // Хим. физ. 2011. Т. 30, № 5. С. 55–60.

36. *Таблицы физических величин* / Под ред. И.К. Киикоина. М.: Атомиздат, 1976. 1009 с.
37. *Пекар С.И.* Исследования по электронной теории кристаллов. М.—Л.: Гостехиздат, 1951. 256 с.
38. *Агранович В.М.* Теория экситонов. М.: Наука, 1968. 384 с.
39. *Востриков А.А., Дубов Д.Ю.* Абсолютные сечения прилипания электрона к молекулярным кластерам. I. Образование $(\text{CO}_2)_N^-$ // *Ж. теор. физ.* 2006. Т. 76, вып. 5. С. 8–15.
40. *Востриков А.А., Дубов Д.Ю.* Абсолютные сечения прилипания электрона к молекулярным кластерам. II. Образование $(\text{H}_2\text{O})_N^-$, $(\text{N}_2\text{O})_N^-$, $(\text{N}_2)_N^-$ // *Ж. теор. физ.* 2006. Т. 76, вып. 12. С. 1–15.
41. *Haslett J.C., Megill L.R., Schiff H.I.* Rocket measurements of oxygen $\text{O}_2(^1\Delta_g)$ // *Can. J. Phys.* 1969. V. 47, N 21. P. 2351–2354.
42. *Reid G.C.* Production and loss of electrons in the quiet daytime D region of the ionosphere // *J. Geophys. Res.* V. 75, N 13. P. 2551–2562.
43. *Smith G.D., Molina L.T., Molina M.J.* Temperature dependence of $\text{O}(^1D)$ quantum yields from the photolysis of ozone between 295 and 338 nm // *J. Phys. Chem.* 2000. V. 104, N D3. P. 8916–8921.
44. *Басс В.П.* Молекулярная газовая динамика и ее приложение в ракетно-космической технике. К.: Наукова думка, 2008. 269 с.
45. *Ораевский А.Н.* Существует ли коллективный диэлектрик? // *Письма в ЖЭТФ.* 2003. Т. 78, вып. 1. С. 8–10.
46. *Абрагам М., Беккер Р.* Теория электричества. М.—Л.: ОНТИ, 1936. 282 с.
47. *Gutl'e C., Savin A., Krieger J.B., Chen J.* Correlation energy contributions from low-lying states to density functionals based on an electron gas with a gap // *Int. J. Quantum. Chem.* 1999. V. 75, N 4/5. P. 885–888.
48. *Gutl'e C., Savin A.* Orbital spaces and density-functional theory // *Phys. Rev. A.* 2007. V. 75, iss. 3. P. 032519-1–032519-17.
49. *Levy M., Perdew J.P., Sahni V.* Exact differential equation for the density and ionization energy of a many-particle system // *Phys. Rev. A.* 1984. V. 30, iss. 5. P. 2745–2748.
50. *Vydrov O.A., Voorhis T.V.* Dispersion interactions from a local polarizability model // *Phys. Rev. A.* 2010. V. 81, iss. 6. P. 062708-1–062708-6.
51. *Белый Т.А., Зеленин Ю.А.* Аналитическое исследование природы соответствия электростатической и облачной стратификации атмосферы // *Геофиз. ж.* 2013. Т. 35, № 4. С. 140–153.

T.A. Belyi, Yu.A. Zelenin. Vertical stratification of excited molecules by self-consistent electric field in the lower stratosphere.

Stratification of isotropic ultraviolet emission of atmosphere ($\lambda = 1200\pm 1270 \text{ \AA}$) by vertical electric field has been considered as a static polarization of highly excited metastable molecules of ozone cycle ($\text{O}(^1D)$, $\text{O}(^3P)$, $\text{O}_2(a^1\Sigma_g^+)$). Thermodynamic valuations and scalability of Van der Waals collective interactions have been obtained based on the concept of the Rydberg fluid of excited subsystem of atmosphere that plays an important role in stabilization of ionic layers. Additions to the classical tensor of electric field tension of atmosphere T_{ik} have been considered within the limits of the model of average self-consistent electric field (nonlinear-Poisson equation). Polarization components of the tensor T_{ik} stabilizing the system have been calculated. The model of dynamic field-adiabatic dielectric permeability $\epsilon(r)$ as a function of local potential has been proposed.