
ХИМИЧЕСКАЯ ФИЗИКА
АТМОСФЕРНЫХ ЯВЛЕНИЙ

УДК 537.562; 537.565; 551.594

АТОМАРНЫЙ КИСЛОРОД В Е-СЛОЕ ИОНОСФЕРЫ

© 2020 г. Г. В. Голубков^{1,2*}, Т. А. Маслов³, В. Л. Бычков³, О. П. Борчевкина^{4,5},
С. О. Адамсон¹, Ю. А. Дьяков¹, А. А. Лушников⁶, М. Г. Голубков¹

¹Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н.Н. Семёнова
Российской академии наук, Москва, Россия

²Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

³Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

⁴Калининградский филиал Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова Российской академии наук, Калининград, Россия

⁵Балтийский федеральный университет им. И. Канта, Калининград, Россия

⁶Геофизический центр Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: golubkov@chph.ras.ru

Поступила в редакцию 07.05.2020;
после доработки 07.05.2020;
принята в печать 20.05.2020

Диагностика параметров двухтемпературной неравновесной плазмы в D- и E-слоях нижней ионосферы необходима для улучшения работы навигационных спутниковых систем, проведения летных испытаний с использованием газоразрядных устройств и дистанционного зондирования поверхности Земли. Наряду с основными нейтральными атмосферными молекулами азота и кислорода важную роль играют возбужденные состояния атомов кислорода, которые активно участвуют в реакциях обмена. Настоящая работа посвящена расчету концентрации атомарного кислорода, образующегося в процессе фотодиссоциации в E-слое ионосферы Земли (на высоте 90–105 км). Получено хорошее согласие с существующими экспериментальными и теоретическими данными. Обсуждена роль прямой диссоциации молекул кислорода под воздействием быстрых электронами и показано, что этот процесс не является доминирующим.

Ключевые слова: двухтемпературная плазма, E-слой ионосферы, атомы кислорода, возбужденные состояния, фотодиссоциация.

DOI: 10.31857/S0207401X20100052

1. ВВЕДЕНИЕ

Ионосфера Земли представляет собой ионизированную плазму, которая играет важнейшую роль в жизни нашей планеты. Сведения о происходящих в ней процессах представляют огромный интерес для исследователей. Ионизация нейтральной газовой среды происходит под действием ультрафиолетового (УФ) и мягкого рентгеновского излучений Солнца, а также за счет потоков быстрых заряженных частиц (преимущественно протонов и электронов) солнечного, магнитосферного и галактического происхождения. На высотах от 60 км до 480 км ионосфера делится на три слоя, которые в литературе обозначаются соответственно как D-, E-, F-слои. В нижних D- и E-слоях ионосфера Земли подвержена влиянию сложных физических процессов, вызванных как ионизирующим воздействием солнечного излучения и сопровождающими их химическими реакциями в плазме, так и сейсмической и

вулканической активностью [1–4]. Примерами таких процессов являются сильные атмосферные возмущения, электрические токи, электромагнитные возмущения в различных спектральных диапазонах, плазменные и оптические неоднородности и повышенные уровни радиоактивности [5].

Указанные явления определяют ионный и молекулярный состав ионосферы. Кроме того, микроволновое излучение высоковозбужденных частиц ионосферы, сопровождающее процессы солнечной активности, усиливает возникновение магнитных бурь, тем самым отрицательно влияя на биосферу Земли. Знание природы влияющих факторов позволяет нам использовать их в качестве индикаторов катастрофических процессов, а также создавать соответствующие системы мониторинга.

На необходимость проведения исследований указывает также и значительное расширение деятельности человека в ионосфере, что ведет к

возникновению новых рисков. Эти риски связаны с развитием пилотируемых и беспилотных орбитальных систем, авиации и новых методов связи. Экспериментальные и теоретические исследования состояний ионосферы, включая физико-химические процессы, происходящие в ней, обусловлены необходимостью создания надежной работы глобальной навигационной спутниковой системы (GPS) в различных частотных диапазонах [6].

В последние годы большое внимание уделялось совершенствованию систем спутниковой связи и навигации, использующих трансионосферные каналы данных. Это привело к разработке специальной экспериментальной методики, которая была направлена на изучение структуры ионосферы для установления физических причин задержки сигналов GPS [6]. Измерения групповой задержки сигналов от навигационных спутников, а также полного электронного содержания (total electron content (TEC)) использовались ранее для многочисленных исследований структуры и динамики ионосферы. Были созданы карты распределения TEC с высоким временным и пространственным разрешением. В монографии [7] описаны существующие методы исследования ионосферы, основанные на существенном расширении представлений относительно физической структуры ионосферы и ее динамических неравномерностей, которые связаны с геомагнитными возмущениями и проявлениями солнечной активности. Надежность систем навигации, использующих ионосферные каналы связи, зависит от знания поведения ионосферы как в спокойных, так и в возмущенных условиях.

Попытки установить причину задержки спутникового сигнала на основе представлений о плазменных неоднородностях в ионосфере к успеху не привели. Учет резонансной квантовой структуры D- и E-слоев ионосферы позволило вплотную подойти к решению этой проблемы [8–10]. Квантовый подход к определению временной задержки спутникового сигнала впервые был предложен в работе [11]. Более подробно он был рассмотрен в работах [12, 13].

Информация о характеристиках плазмы воздуха на различных высотах имеет большое значение для подготовки летных испытаний с применением различных газоразрядных устройств. С точки зрения разработки плазменных устройств для новой авиационной и космической техники на высотах тропосферы и нижней мезосферы важно знать характеристики пробоя на высотах в диапазоне 90–110 км. Интерес к ионизационным процессам на больших высотах вызван также возможностью протекания пробойных процессов в воздухе у поверхности летательных аппаратов вследствие электризации или появления атмо-

сферных разрядов [14], таких как спрайты, струи и т.д. Заметим, что параметры плазмы чрезвычайно важны как для спутниковой навигации, так и для дистанционного зондирования поверхности Земли [9, 10].

В связи с изложенным выше цель настоящей работы состоит в определении поведения концентрации атомов на высотах 90–105 км. Эту информацию можно получить на основе решения уравнений химической кинетики плазмы и существующих экспериментальных данных о фотодиссоциации и диссоциации под воздействием быстрых частиц в ионосфере. Именно такая информация необходима для создания моделей плазмы ионосферы [15] и проверки известных моделей атмосферы.

Возможные механизмы фотодиссоциации двухатомных молекул в нижней ионосфере обсуждены в разд. 2 статьи. Молекулам кислорода в спектральной области полос Шумана–Рунге посвящен разд. 3. Вклады отдельных спектральных интервалов в полную скорость фотодиссоциации молекулы O_2 оценены в разд. 4. Метод определения алтитудного распределения концентрации образующихся атомов кислорода изложен в разд. 5. Сравнение с существующими экспериментальными данными проведено в разд. 6. Анализ роли прямой диссоциации молекул кислорода под воздействием быстрых электронов выполнен в разд. 7. Пути дальнейшего развития исследований предложены в Заключение.

2. МЕХАНИЗМЫ ФОТОДИССОЦИАЦИИ МОЛЕКУЛ В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ

Поглощение фотонов в УФ- и видимой частях спектра атмосферными молекулами может вызывать их переходы в возбужденные состояния с последующей фотодиссоциацией (в две или более ступеней). Последняя является основным источником атомарного кислорода в атмосфере [16]. К другим механизмам образования атомов в различных электронных состояниях относятся реакции диссоциативной рекомбинации, $e^- + O_2^+ \rightarrow O + O$, и столкновительного распада молекул кислорода, $O_2 + A \rightarrow O + O + A$, при взаимодействии с быстрыми заряженными частицами A (электронами или протонами) в солнечном ветре [1]. Продукты фотодиссоциации играют важную роль в фотохимии нижней ионосферы [17].

Ограничимся здесь рассмотрением кинетики этого процесса, который протекает по аналогии с описанным в работе [18]. Для описания структуры плазмы в E-слое ионосферы можно оценить количественно скорость фотодиссоциации молекул ХУ следующим образом [19]:

$$\frac{dn(XY)}{dt} = -J(XY)n(XY), \quad (1)$$

где $n(XY)$ — концентрация молекул (см^{-3}), $J(XY)$ — вероятность или коэффициент фотодиссоциации (с^{-1}). Обратная величина $J(XY)^{-1}$ есть время жизни по отношению к распаду молекулы. Для интервала длин волн $d\lambda$ вероятность $J(XY)$ пропорциональна потоку фотонов $q_\lambda d\lambda$, сечению поглощения фотона $\sigma(XY, \lambda)$ и квантовой эффективности $\epsilon(XY, \lambda)$. В полном диапазоне спектра излучения Солнца от $\lambda_{\min}$ до $\lambda_{\max}$, где происходит диссоциация молекулы XY , коэффициент J определяется как

$$J(XY, z, \chi) = \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} \epsilon(XY, \lambda) \sigma(XY, \lambda) q(XY, z, \chi) d\lambda \quad (2)$$

(χ — угол наклона солнечных лучей относительно оси z). При этом спектральное распределение сечения поглощения σ и квантовая эффективность ϵ для атмосферных молекул определяются в лабораторных условиях и могут изменяться при изменении температуры. В большинстве случаев квантовая эффективность ϵ около порога диссоциации является величиной, меньшей и близкой к единице. Этот порог отвечает максимальной длине волны $\lambda_{\max}$ и соответствует минимальной энергии, необходимой для диссоциации молекулы.

Как было отмечено выше, основным источником атомарного кислорода является фотодиссоциация молекулы кислорода под действием УФ-излучения Солнца [17]. С аэрономической точки зрения наиболее важными являются переходы между триплетными состояниями: $X^3\Sigma_g^- \rightarrow A^3\Sigma_u^+$, которые приводят к образованию систем Герцберга, и переходы $X^3\Sigma_g^- \rightarrow B^3\Sigma_u^+$, создающие систему Шумана–Рунге, характеризующуюся группой полос в области 175–204 нм и континуумом в области 137–183 нм. Первый из этих переходов соответствует преддиссоциации и отвечает переходу в запрещенное $^3\Pi_u$ состояние с образованием двух атомов кислорода в основном 3P -состоянии. Во втором случае (при $\lambda < 175$ нм) один из атомов образуется в возбужденном 1D -состоянии.

Для меньших длин волн ($\lambda < 137$ нм) в спектре O_2 появляются слабые диффузные полосы, чередующиеся с серией окон, позволяющих излучению с некоторыми длинами волн проникать в атмосферу относительно глубоко. Одно из таких окон случайно совпадает с линией Лайман- α в спектре солнечного излучения, которая также играет важную роль в ионосферной химии [18]. Заметим, что излучение с длинами волн $\lambda < 102.8$ нм

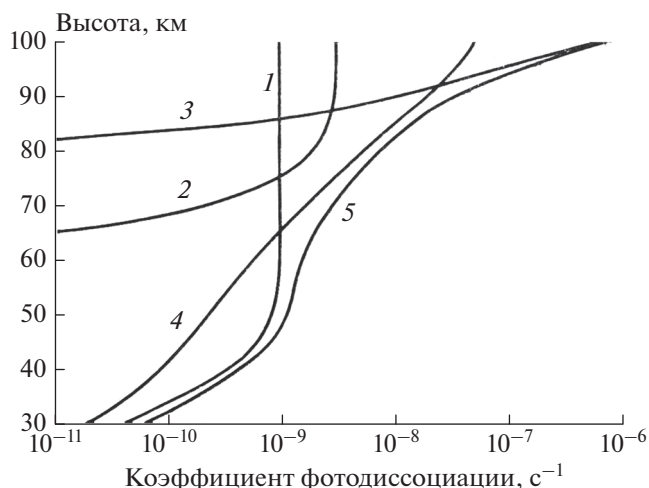


Рис. 1. Альтитудная зависимость коэффициентов фотодиссоциации молекулы кислорода [16], соответствующих различным спектральным областям: 1 — континууму Герцберга, 2 — линии Лайман- α , 3 — континууму Шумана–Рунге, 4 — полосам Шумана–Рунге, 5 — всему спектральному диапазону.

может дополнительно приводить к фотоионизации. Общий вид спектрального распределения сечения поглощения молекулы O_2 представлен на рис. 1.

3. ФОТОДИССОЦИАЦИЯ МОЛЕКУЛ КИСЛОРОДА В ОБЛАСТИ ПОЛОС ШУМАНА–РУНГЕ

Перейдем теперь к спектральной области полос Шумана–Рунге, где распад молекулярного кислорода происходит с образованием атомов в основном 3P -состоянии [19, 20]. Для значений длин волн между 175 и 205 нм сечение поглощения изменяется приблизительно на пять порядков величины. Вычисление скорости фотодиссоциации требует подробной информации о сечении поглощения. Детальный анализ поведения сечения поглощения в интервале от 57000 (175.4 нм) до 49000 см^{-1} (204.1 нм) с разрешением 0.5 см^{-1} был проведен Кокартсом в работе [21].

Расчет коэффициента фотодиссоциации молекулы O_2 в полосах Шумана–Рунге требует детального учета вращательной структуры системы полос [22]. Для того чтобы упростить фотохимические модели и избежать громоздких расчетов, ранее были получены выражения, которые дают примерно те же результаты, что и более сложные вычисления. Например, Николе [23] для случая, когда общее количество O_2 при низкой солнечной активности в столбе не превышает $N \leq 10^{19} \text{ см}^{-3}$, с точностью более 10% для коэффициента фото-

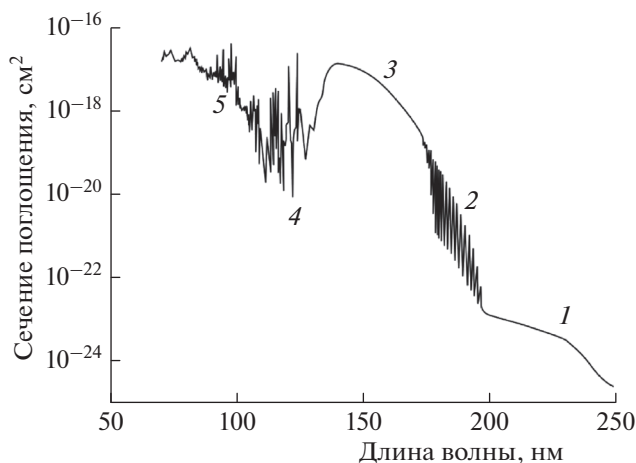


Рис. 2. Распределение сечения поглощения молекулярного кислорода по различным спектральным областям [16]: 1 – континуум Герцберга, 2 – полосы Шумана–Рунге, 3 – континуум Шумана–Рунге, 4 – линия Лайман-α, 5 – ионизационный континуум.

диссоциации (в единицах частоты – с^{-1}) получил следующее выражение:

$$J(\text{O}_2) = 1.1 \cdot 10^{-7} \exp \left[-(1.97 \cdot 10^{-10} N^{0.522}) \right]. \quad (3)$$

Поскольку вклад каждой полосы в общую величину поглощения изменяется с высотой (см. рис. 2), то общее изменение скорости фотодиссоциации в зависимости от солнечной активности уменьшается с падением высоты. Выражение (3) для среднего изменения J при солнечной активности связано со случаем спокойного Солнца:

$$J(\text{O}_2, \text{активное Солнце}) = (1.11 \pm 0.04) J(\text{O}_2, \text{спокойное Солнце}). \quad (4)$$

Как показано в работах [19, 24] для длин волн, больших 160 нм, зависимость сечения поглощения от температуры является достаточно заметной. Это вызвано главным образом перераспределением населенности вращательных уровней. Континуум Шумана–Рунге при длине волны $\lambda = 175$ нм накладывается на систему полос Шумана–Рунге вплоть до 183 нм. Континуум вносит вклад в минимум сечения поглощения для указанной системы полос. Согласно Аккерману [25], коэффициент фотодиссоциации в континууме Шумана–Рунге составляет $2 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ при нулевой оптической толщине и лишь 10^{-8} с^{-1} на высоте 90 км при Солнце в зените.

В области длин волн, меньших 130 нм, наиболее существенный вклад в фотолиз молекулы O_2 дает (как показано на рис. 3) линия солнечного свечения Лайман-α с величиной сечения поглощения $\sigma(\text{O}_2) = 10^{-20} \text{ см}^2$. Соответствующая скорость фотопроцесса при нулевом коэффициенте пропускания атмосферы составляет приблизи-

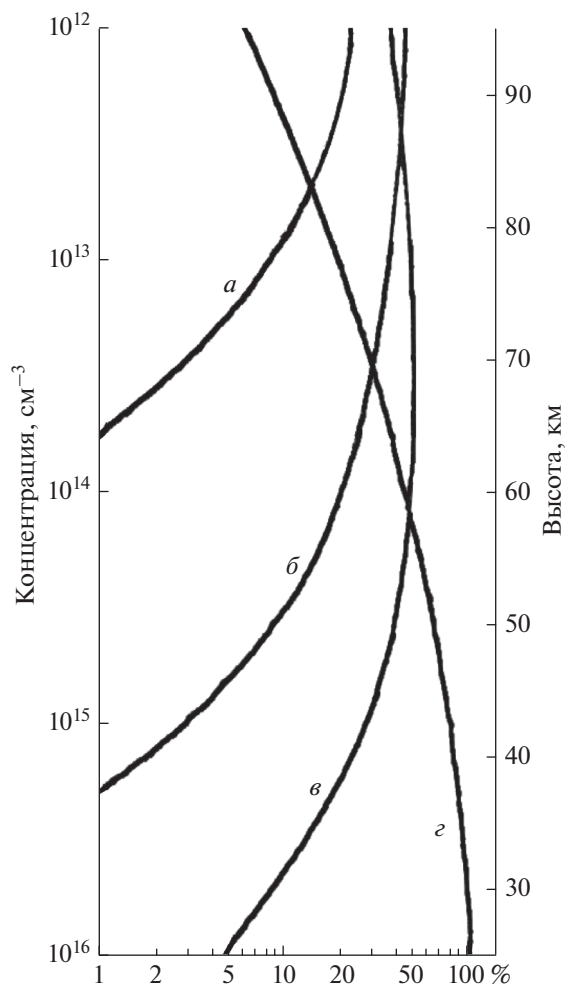


Рис. 3. Альтитудная зависимость относительных вкладов (в %) в коэффициент фотодиссоциации четырех групп полос Шумана–Рунге молекулы O_2 [23]: а – первая группа полос от (19–0) до (15–0); б – вторая от (14–0) до (10–0); в – третья от (9–0) до (6–0); г – четвертая от (5–0) до (2–0). Концентрация молекул кислорода в зависимости от высоты, указанная на вертикальной оси слева, определена в единичном объеме (1 см^3) [8].

тельно $3 \cdot 10^{-9} \text{ с}^{-1}$. Видно, что минимум сечения поглощения приходится на линию свечения Лайман-α 121 нм.

4. ВКЛАДЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ ИНТЕРВАЛОВ В ПРОЦЕСС ФОТОДИССОЦИАЦИИ

На рис. 4 изображен вклад каждого отдельного спектрального интервала в полную скорость фотодиссоциации молекулы O_2 для случая, когда Солнце находится в зените. При этом скорости процесса заметно зависят от высоты. Основная роль в диссоциации кислорода на высотах 90–100 км принадлежит континууму Шумана–Рунге (с длинами волн 135–176 нм). Видно, что на высоте 90 км в области полос Шумана–Рунге (176–

192.5 нм) этот вклад является небольшим. На высоте 100 км к общей картине спектра подключается коротковолновое излучение (с длиной волны 102 нм). Именно этим можно объяснить, что рассчитанная концентрация атомарного кислорода в 2–4 раза больше, чем измеренная на ракете P151H [26]. При этом линия Лайман- α солнечного свечения здесь играет второстепенную роль. Однако для диссоциации других атмосферных компонент она может быть значительно выше.

5. МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЫСОТНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИЙ АТОМОВ КИСЛОРОДА

Высотные (или альтитудные) концентрации атомов кислорода можно определить, если воспользоваться известными данными о константах скорости фотодиссоциации (1). С этой целью будем использовать значения, представленные в монографии Брассье и Соломона [16]. При учете гибели атомов кислорода в результате рекомбинации для константы скорости реакции $O + O + O_2 \rightarrow O_2 + O_2$, протекающей на высотах 95–105 км, можно положить $K_{rec}(O_2) = 2.45 \cdot 10^{-31} T^{-0.63}$ [см⁶/с], а для константы скорости реакции с участием молекул азота, $O + O + N_2 \rightarrow O_2 + N_2$, можно принять, соответственно, величину $K_{rec}(N_2) = 2.76 \cdot 10^{-34} \times \exp(720/T)$ см⁶/с [27]. Отметим, что температура T в приведенных выражениях определена в Кельвинах. В квазистационарных условиях, когда константы скорости реакции устанавливаются в течение нескольких часов, для случая постоянной концентрации атомов кислорода запишем следующее уравнение баланса:

$$\frac{dn(O)}{dt} = K_d n(O_2) - K_{rec}(O_2) n^2(O) n(O_2) - K_{rec}(N_2) n^2(O) n(N_2) = 0, \quad (5)$$

где K_d – коэффициент фотодиссоциации.

Скорость фотодиссоциации молекул кислорода $K_d n(O_2)$ и концентрация атомарного кислорода $n(O)$ в (5) равны

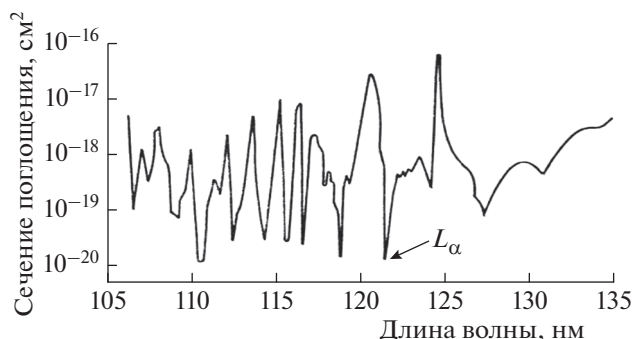


Рис. 4. Спектральное распределение сечения поглощения молекулы O_2 в диапазоне 105–135 нм [16].

$$K_d n(O_2) = n^2(O) [K_{rec}(O_2) n(O_2) + K_{rec}(N_2) n(N_2)],$$

$$n(O) = \left[\frac{K_d n(O_2)}{K_{rec}(O_2) n(O_2) + K_{rec}(N_2) n(N_2)} \right]^{1/2}, \quad (6)$$

где величины $n(O_2)$ и $n(N_2)$ есть концентрации молекулярного кислорода и азота, соотношения между которыми хорошо известны и составляют соответственно 20 и 79% [1]. При определении их значений на высотах 90–105 км воспользуемся данными из работы [16], которые для нейтральных компонент ионосферы приведены в табл. 1–4.

Для получения концентраций $n(O_2)$ необходимы приведенные в табл. 1 данные о концентрации молекул азота и температуры газа на исследуемых высотах. Эти данные использованы нами для определения зависящих от высоты величин концентрации атомарного кислорода $n(O)$ и скорости фотодиссоциации молекул кислорода $K_d n(O_2)$, входящих в уравнение (5). В табл. 2 представлены значения парциальных коэффициентов диссоциации для различных частей спектра, полученных из обработки данных работы [8]. При этом учтены вклады континуума Герцберга, линий Лайман- α , континуума и полос Шумана–Рунге и рассчитан общий вклад всех каналов.

Далее, на основании повысотных сведений о компонентах ионосферы, составлена табл. 3 для концентраций этих компонентов. Коэффициент

Таблица 1. Альтитудная зависимость температуры газовой среды и концентрации молекул азота в диапазоне высот 90–105 км

Альтитуда, км	Температура, К	Концентрация, см ⁻³
90	187	$6.98 \cdot 10^{13}$
95	188	$2.90 \cdot 10^{13}$
100	195	$1.19 \cdot 10^{13}$
105	209	$0.52 \cdot 10^{13}$

Таблица 2. Альтитудная зависимость парциальных $K_d(1-4)$ и результирующего $K_d(5)$ коэффициентов фотодиссоциации молекул кислорода в диапазоне высот 90–100 км

Альтитуда, км	Коэффициенты фотодиссоциации, с^{-1}				
	$K_d(1)$	$K_d(2)$	$K_d(3)$	$K_d(4)$	$K_d(5)$
90	10^{-9}	$5.0 \cdot 10^{-9}$	$1.5 \cdot 10^{-8}$	$3.3 \cdot 10^{-8}$	$6.2 \cdot 10^{-8}$
95	10^{-9}	$5.0 \cdot 10^{-9}$	$1.0 \cdot 10^{-7}$	$6.0 \cdot 10^{-8}$	$2.2 \cdot 10^{-7}$
100	10^{-9}	$5.0 \cdot 10^{-9}$	$8.7 \cdot 10^{-7}$	$7.0 \cdot 10^{-8}$	$8.8 \cdot 10^{-7}$

Примечание: цифры в скобках соответствуют: 1 — континууму Герцберга, 2 — линии Лайман- α , 3 — континууму Шумана–Рунге, 4 — полосам Шумана–Рунге; 5 — полному спектру.

ты рекомбинации здесь были найдены на основе результатов работы [7] при различных температурах газа для каждой высоты.

С использованием данных, приведенных в табл. 2, 3, и квазистационарного выражения (2) для концентрации атомов кислорода, были получены значения концентрации атомарного кислорода, представленные в табл. 4. При определении коэффициента фотодиссоциации мы рассчитали вклады каналов континуума Герцберга, линий Лайман- α , континуума и полос Шумана–Рунге и результирующее значение K_d с учетом всех каналов.

6. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Эксперименты по определению альтитудных зависимостей концентрации электронов, ионов и нейтральных частиц в D- и E-слоях ионосферы с использованием ракет систематически проводились, начиная со второй половины прошлого столетия. Среди нейтральных частиц особый интерес для исследователей представляли молекулы N_2 , O_2 , NO, CO_2 , H_2O и атомы O.

Авторы работы [26] провели измерения концентрации атомарного кислорода на высотах от 60 до 140 км. Для этого на борту ракеты устанавливалась специальная лампа. Длина волны ее излучения была равна 130 нм, что позволяло воз-

буждать триплетные состояния атома кислорода. По данным адсорбции и резонансной флуоресценции определялась концентрация атомарного кислорода на соответствующей высоте. Запуски ракет проводились в Саут-Уисте (Шотландия) 29 ноября 1974 года, 28 ноября 1975 года и 11 февраля 1977 года.

В работе [28] концентрация атомарного кислорода измерена на высотах 80–110 км с использованием масс-спектрометра, установленного на ракете. Подробное описание эксперимента и использовавшейся аппаратуры приведено в [29]. Два запуска ракет были проведены в Ареносилло (Испания): 4 и 21 января 1976 года.

На рис. 5 изображены экспериментальные зависимости концентрации атомарного кислорода на высотах 80–120 км [26, 28] и результаты выполненного нами расчета. Видно, что результаты измерений, полученных каждым из методов на высотах 80–110 км, могут различаться на порядок величины. Авторы работы [26] объясняют этот эффект аномальным поглощением радиоволн 29 ноября 1974 года и называют его *экстремальной зимней аномалией*. Кроме того, важной особенностью является характерный максимум концентрации атомов O на высоте 90–95 км, который наблюдается во всех без исключения экспериментах. Видно, что полученные значения для солнечного свечения линий Лайман- α хорошо согласуются с результатами наблюдений из [26] для запуска 29 ноября 1974 года и из [28], измеренными 21 января 1976 года. В то же время расчет, учитывающий вклад четырех спектральных интервалов, удовлетворительно согласуется с экспериментами в отсутствие аномального поглощения радиоволн.

7. ДИССОЦИАЦИЯ МОЛЕКУЛ КИСЛОРОДА БЫСТРЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Для простоты рассмотрим взаимодействие нейтральных газовых частиц A (преимущественно атомов гелия, азота и кислорода) в ионосфере с быстрыми электронами (с энергиями порядка МэВ), т.е. следующую схему столкновительных процес-

Таблица 3. Альтитудная зависимость парциальных концентраций молекул N_2 , O_2 и полной концентрации в диапазоне высот 90–100 км

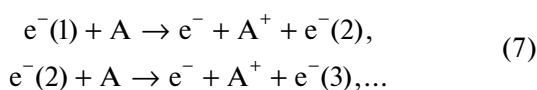
Альтитуда, км	Концентрация, см^{-3}		
	N_2	O_2	полная
90	$5.50 \cdot 10^{13}$	$1.40 \cdot 10^{13}$	$6.98 \cdot 10^{13}$
95	$2.30 \cdot 10^{13}$	$0.60 \cdot 10^{13}$	$2.90 \cdot 10^{13}$
100	$0.90 \cdot 10^{13}$	$0.24 \cdot 10^{13}$	$1.19 \cdot 10^{13}$

Таблица 4. Альтитудная зависимость парциальных и полной концентраций атомарного кислорода на высотах 90–100 км

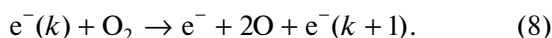
Альтитуда, км	Концентрация атомарного кислорода, см ⁻³				
	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
90	$1.29 \cdot 10^{11}$	$2.88 \cdot 10^{11}$	$5.00 \cdot 10^{11}$	$1.00 \cdot 10^{12}$	$1.02 \cdot 10^{12}$
95	$1.32 \cdot 10^{11}$	$2.95 \cdot 10^{11}$	$1.32 \cdot 10^{12}$	$1.97 \cdot 10^{12}$	$1.90 \cdot 10^{12}$
100	$1.40 \cdot 10^{11}$	$3.13 \cdot 10^{11}$	$3.89 \cdot 10^{12}$	$4.20 \cdot 10^{12}$	$4.18 \cdot 10^{12}$

Примечание: цифры в скобках соответствуют: 1 — континууму Герцберга, 2 — линии Лайман- α , 3 — континууму Шумана–Рунге, 4 — полосам Шумана–Рунге, 5 — полному спектру.

сов, которые сопровождаются однократной (или многократной, т.е. обдиркой) ионизацией:



Здесь e^- — медленный электрон, $e^-(k)$ — последующие быстрые рассеянные электроны ($k = 2, 3, \dots$). Процессы (7) приводят к наработке вторичных электронов, которые образуют каскад (большое количество плазменных электронов). В ионосферных условиях эти процессы могут приводить также к диссоциации молекул при столкновениях. Для молекулы кислорода реакция диссоциации быстрыми электронами принимает вид



Улучшение модели образования атомарного кислорода представляет большой интерес при сравнении теории с экспериментом. Как видно из реакций (7), концентрация свободных электронов n_e должна сильно возрастать, поэтому изменение ТЕС со временем можно представить как

$$\frac{dn_e}{dt} = Q_{ion},$$

где Q_{ion} [см⁻³ · с⁻¹] — скорость образования вторичных электронов каскада в процессах ионизации. Как указано выше, при распространении быстрых электронов через воздух происходит последующая потеря энергии первичных электронов и появление вторичных электронов (каскада), т.е. процесс деградации энергии электронов пучка.

Известно, что потери энергии электронов каскада при диссоциации молекул O_2 , т.е. деградации энергии электронов каскада в воздухе, составляют 107 эВ [30]. Потери энергии электронов каскада при ионизации молекул O_2 (включая все возможные состояния иона) равны 141 эВ, т.е. скорости диссоциации и ионизации электронов каскада связаны простым соотношением: $Q_{dis} = 0.76Q_{ion}$, где значение Q_{ion} может быть взято из обзора [30].

Для оценки влияния диссоциации быстрыми частицами правую часть уравнения (5) следует дополнить членом Q_{dis} . В этом случае это уравнение можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{dn(O)}{dt} &= K_d n(O_2) - K_{rec}(O_2) n^2(O) n(O_2) - \\ &- K_{rec}(N_2) n^2(O) n(N_2) + Q_{dis}, \end{aligned} \quad (9)$$

где по аналогии с выражением (6) величина $n(O)$ будет определяться как

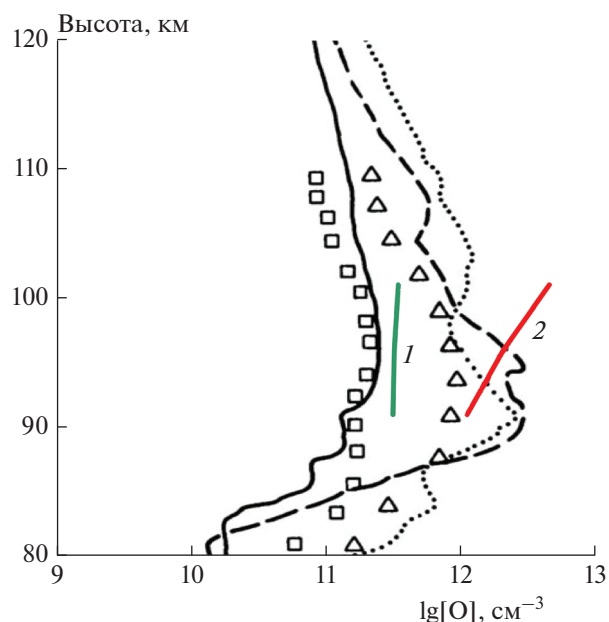


Рис. 5. Альтитудные зависимости логарифма концентрации атомарного кислорода в диапазоне высот 80–120 км. Линиями обозначены данные измерений, проведенных в Саут-Уисте (Шотландия) [26]: сплошная линия — 29 ноября 1974 года, штриховая — 28 ноября 1975 года, точечная — 11 февраля 1977 года. Символами обозначены данные измерений, проведенных в Арносилло (Испания) [28] в 1976 году: треугольники — 4 января, квадраты — 21 января. Результаты расчетов, выполненных в настоящей работе: кривая 1 — вклад линии Лайман- α , кривая 2 — общий вклад четырех спектральных интервалов.

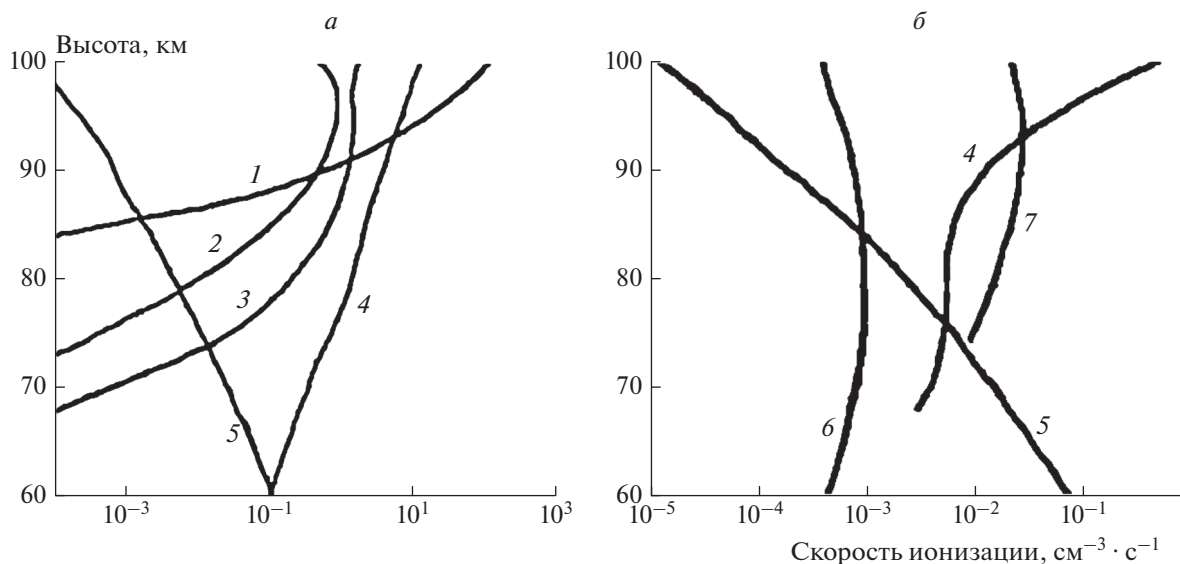


Рис. 6. Скорость ионизации для различных типов электромагнитного излучения на высотах 60–100 км. Случаи *a* и *б* соответствуют ночному и дневному и времени. Цифры 1–6 представляют различные каналы излучения: 1 – линия Лайман-β; 2 – низкоэнергетические рентгеновские лучи (в диапазоне длин волн 0.03–3 нм); 3 – ультрафиолетовое излучение, ионизирующее $O_2(^1\Delta_g)$; 4 – линия Лайман-α; 5 – космические лучи; 6 – рентгеновские лучи от звезды SCO RX-1. Цифрой 7 обозначена ионизация за счет высокоэнергетических частиц, включающих электроны и протоны.

$$n(O) = \left[\frac{Q_{dis} + K_d n(O_2)}{K_{rec}(O_2)n(O_2) + K_{rec}(N_2)n(N_2)} \right]^{1/2}. \quad (10)$$

Анализ этой формулы показывает, что процессы диссоциации молекул кислорода под воздействием удара быстрых электронов дают вклад, который на несколько порядков меньше, чем вклад фотодиссоциации, поскольку $Q_{dis} \ll K_d n(O_2)$. Поэтому наличие дополнительного слагаемого в числителе подкоренного выражения (10) практически не изменяет значений $n(O)$, приведенных в табл. 4.

На рис. 6 изображены зависимости скорости ионизации для различных типов электромагнитного излучения Солнца для ночного (*a*) и дневного (*б*) времени. Причем результаты этих измерений заметно отличаются друг от друга.

В табл. 5 даны зависящие от высоты значения скоростей образования вторичных электронов $e^-(k)$ на высотах 85–100 км для различных источников. Использование этой таблицы удобно при проведении сравнения с другими модельными подходами. В настоящей работе мы не останавливаемся на этом вопросе подробно, отсылая читателей к обзору [30].

Переходя к обсуждению приведенных в табл. 5 и 6 данных, заметим следующее. Из табл. 5 видно, что основной вклад в формирование каскада вторичных электронов вносят излучение серии Лайман-α и высокоэнергетические частицы. При этом с ростом высоты роль серии Лайман-α становится доминирующей. Тем не менее, при проведении конкретных расчетов диссоциацию молекул кислорода на высотах 85–100 км следует учитывать.

Таблица 5. Альтитудная зависимость скоростей образования вторичных электронов Q_{ion} , в диапазоне высот 85–100 км для различных источников ионизации

Источник ионизации	$Q_{ion}, \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$			
	85 км	90 км	95 км	100 км
Космические лучи	$9.0 \cdot 10^{-4}$	$3.0 \cdot 10^{-4}$	$7.0 \cdot 10^{-5}$	$2.0 \cdot 10^{-5}$
Высокоэнергетические частицы	$2.5 \cdot 10^{-2}$	$3.0 \cdot 10^{-2}$	$2.5 \cdot 10^{-2}$	$2.0 \cdot 10^{-2}$
Рентгеновские лучи от звезды SCO RX-1	$9.0 \cdot 10^{-4}$	$8.0 \cdot 10^{-4}$	$7.0 \cdot 10^{-4}$	$6.0 \cdot 10^{-4}$
Линии Лайман-α	$7.0 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-2}$	$6.0 \cdot 10^{-2}$	$5.0 \cdot 10^{-1}$

Таблица 6. Альтитудная зависимость скоростей диссоциации Q_{dis} , в диапазоне высот 85–100 км для различных источников диссоциации

Источник диссоциации	Q_{dis} , $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$			
	85 км	90 км	95 км	100 км
Космические лучи	$6.80 \cdot 10^{-4}$	$2.30 \cdot 10^{-4}$	$5.30 \cdot 10^{-5}$	$1.50 \cdot 10^{-5}$
Высокоэнергетические частицы	$2.50 \cdot 10^{-2}$	$2.30 \cdot 10^{-2}$	$1.90 \cdot 10^{-2}$	$1.50 \cdot 10^{-2}$
Рентгеновские лучи от звезды SCO RX-1	$6.80 \cdot 10^{-4}$	$6.08 \cdot 10^{-4}$	$5.30 \cdot 10^{-4}$	$4.50 \cdot 10^{-4}$
Линии Лайман- α	$5.32 \cdot 10^{-3}$	$0.76 \cdot 10^{-2}$	$4.60 \cdot 10^{-2}$	$3.80 \cdot 10^{-1}$

Данные табл. 6 убедительно показывают, что ведущую роль для скорости диссоциации также играет излучение серии Лайман- α . Более того, на высоте 100 км (и выше) ее вклад в диссоциацию по отношению к вкладу высокоэнергетических электронов и протонов становится большим на порядок. Это означает, что основной источник образования атомарного кислорода в Е-слое нижней ионосферы – солнечное излучение. Такое поведение вызывает большой интерес, особенно в связи с изучением экзопланет [31], где основной задачей является определение состава атмосферы, которая до сих пор не решена.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные нами численные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными по вкладу линии Лайман- α в образование атомов О и вполне удовлетворительно – с данными измерений результирующего вклада для полного спектрального диапазона.

На основе созданной аналитической модели диссоциации и фотодиссоциации, последовательно учитывающей процессы распада молекулы кислорода вследствие взаимодействия с фотонами и быстрыми частицами, были рассчитаны концентрации атомов кислорода на высотах 90–105 км. Достигнуто хорошее согласие с данными измерений, полученными в работе [26], и удовлетворительное согласие с результатами расчетов, выполненных по известным моделям атмосферы. Показано также, что процессы диссоциации молекул кислорода под воздействием быстрых частиц солнечного, магнитосферного и космического происхождения вносят несущественный вклад в диссоциацию по сравнению с прямым воздействием солнечного света.

Говоря о дальнейшем развитии теории и эксперимента, прежде всего следует обратить внимание на дальнейшее изучение воздействия мощного резонансного электромагнитного СВЧ-излучения на формирование состава и параметры плазмы с образованием ридберговских молекул

NO [13, 32]. Следующим вопросом является определение состава и параметров плазмы нижней ионосферы по спектру поляризации линий излучения возбужденных атомов кислорода. В заключение укажем на необходимость исследования воздействия внешнего лазерного ИК-излучения на реакции диссоциативной рекомбинации и ассоциативной ионизации в плазме, влияющих на работу спутниковых систем позиционирования [33, 34].

Работа выполнена в рамках госзадания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (регистрационный номер АААА-А19-119010990034-5).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Голубков Г.В., Манжелей М.И., Карпов И.В. // Хим. физика. 2011. Т. 30. № 5. С. 55.
2. Голубков Г.В., Дмитриев А.В., Суворова А.В. и др. // Хим. физика. 2019. Т. 38. № 10. С. 72.
3. Ardelyan N.V., Bychkov V.L., Kochetov I.V. et al. // The Atmosphere and Ionosphere: Elementary Processes, Monitoring and Ball Lightning / Eds. Bychkov V.L., Golubkov G.V., Nikitin A.I. New York: Springer, 2014. P. 69.
4. Арделян Н.В., Бычков В.Л., Голубков Г.В. и др. // Хим. физика. 2018. Т. 37. № 1. С. 91.
5. Арделян Н.В., Бычков В.Л., Голубков Г.В. и др. // Хим. физика. 2018. Т. 37. № 7. С. 59.
6. Afraimovich E.L. // Radio Sci. 2000. V. 35. № 6. P. 1417.
7. Афраймович Э.Л., Перевалова Н.П. GPS-мониторинг верхней атмосферы Земли. Иркутск: Изд-во ГУ НЦ ВВХ ВСНЦ СО РАМН, 2006.
8. Golubkov G.V., Golubkov M.G., Manzhelii M.I. et al. // The Atmosphere and Ionosphere: Elementary Processes, Monitoring, and Ball Lightning / Eds. Bychkov V.L., Golubkov G.V., Nikitin A.I. New York: Springer, 2014. P. 1.
9. Голубков Г.В., Манжелей М.И., Лушников А.А. // Хим. физика. 2014. Т. 33. № 7. С. 101.
10. Голубков Г.В., Манжелей М.И., Берлин А.А. и др. // Хим. физика. 2016. Т. 35. № 1. С. 5.

11. Голубков Г.В., Манжелей М.И., Энпельбаум Л.В. // Хим. физика. 2018. Т. 37. № 5. С. 63.
12. Golubkov G.V., Eppelbaum L.V., Manzhelii M.I. // Proc. SPIE. 2019. V. 11047. 1104717.
13. Kuverova V.V., Adamson S.O., Berlin A.A. et al. // Adv. Space Res. 2019. V. 64. № 10. P. 1876.
14. Thomas L. // Radio Sci. 1974. V. 9. № 2. P. 121.
15. Голубков Г.В., Бычков В.Л., Арделян Н.В. и др. // Хим. физика. 2019. Т. 38. № 7. С. 23.
16. Брасье Г., Соломон С. Аэрономия средней атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1987.
17. Lefebvre-Brion H., Field R.W. The Spectra and Dynamics of Diatomic Molecules. Amsterdam: Acad. Press, 2004.
18. Goody R.M., Yung Y.L. Atmospheric radiation. Theoretical basis. New York: Oxford University Press, 1989.
19. Hudson R.D., Carter V.L., Stein J.A. // J. Geophys. Res. 1966. V. 71. № 9. P. 2295.
20. Frederick J.E., Hudson R.D. // J. Atmos. Sci. 1980. V. 37. № 5. P. 1099.
21. Kockarts G. // Mesospheric models and related experiment / Ed. Fiocco G. Dordrecht: Springer, 1971. P. 160.
22. Lovas F.J., Tiemann E. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1974. V. 3. № 3. P. 609.
23. Nicolet M. // J. Geophys. Res.: Atmos. 1984. V. 89. № D2. P. 2573.
24. Lean J.L., Blake A.J. // J. Geophys. Res.: Space Phys. 1981. V. 86. № A1. P. 211.
25. Ackerman M. // Mesospheric models and related experiment / Ed. Fiocco G. Dordrecht: Springer, 1971. P. 149.
26. Dickinson P.H.G., Bain W.C., Thomas L. et al. // Proc. Roy. Soc. A. 1980. V. 369. № 1738. P. 379.
27. Kossyi I.A., Kostinsky A.Y., Matveyev A.A. et al. // Plasma Sources Sci. Technol. 1992. V. 1. № 3. P. 207.
28. Krankowsky D., Arnold F., Friedrich V.H. et al. // J. Atmos. Terr. Phys. 1979. V. 41. № 10–11. P. 1085.
29. Arnold F., Krankowsky D., Marien K.H. et al. // J. Geophys. 1977. V. 44. P. 125.
30. Ardelyan N.V., Bychkov V.L., Bychkov D.V. et al. // Plasma assisted combustion, gasification, and pollution control. V. I. Methods of plasma generation for PAC / Ed. Matveev I.B. Denver: Outskirts Press, 2013. P. 183.
31. Seager S., Deming D. // Ann. Rev. Astron. Astrophys. 2010. V. 48. P. 631.
32. Гуревич А.В. // УФН. 2007. Т. 177. № 11. С. 1145.
33. Golubkov G.V., Golubkov M.G., Romanov A.N. et al. // Phys. Chem. Chem. Phys. 2003. V. 5. № 15. P. 3174.
34. Адамсон С.О., Бюнкер Р.Д., Голубков Г.В. и др. // Хим. физика. 2009. Т. 28. № 4. С. 26.