

04;12
©1993 г.

ДЕГРАДАЦИОННЫЙ СПЕКТР ЭЛЕКТРОНОВ В АЗОТЕ, КИСЛОРОДЕ И ВОЗДУХЕ

В. П. Коновалов

На основе численного решения кинетического уравнения Больцмана для функции распределения электронов по энергиям рассчитан деградационный спектр электронов в молекулярных газах — азоте, кислороде и воздухе с детальным учетом элементарных процессов столкновений электронов с молекулами N_2 и O_2 . Вычислены доли потерь энергии электронов на ионизацию и возбуждение различных уровней молекул, определены скорости реакций диссоциации молекул N_2 и O_2 , а также скорость диссоциативного прилипания электронов к молекуле O_2 . Деградационный спектр представлен в удобной форме, позволяющей легко находить долю энерговыклада электронов в любой процесс взаимодействия с частицами газа.

Введение

Воздействие на газ ионизационного источника в виде высокоэнергетичных электронов приводит к образованию плазмы с сильно неравновесным распределением электронов по энергиям. В многочисленных элементарных процессах взаимодействия электронов с молекулами газа происходит постепенное уменьшение энергии первичных электронов источника и образование новых свободных электронов в актах ионизации молекул электронными ударами. Энергетическое распределение электронов, образующихся в газе в результате подобной деградации энергии первичных электронов, удобно называть деградационным спектром электронов [1–3]. Это распределение сильно отличается от равновесной максвелловской функции и приводит к резкому увеличению скоростей пороговых элементарных процессов, происходящих с участием электронов.

Молекулы азота и кислорода — основные составляющие воздуха, и тщательное определение деградационного спектра электронов в этих газах важно в связи со значимостью многочисленных научных и технологических приложений воздушной плазмы. Такие расчеты предпринимались ранее: расчет Монте-Карло в воздухе [4,5], решение уравнения Спенсера–Фано для электронов в азоте и кислороде [6,7], решение уравнения Больцмана для электронов в азоте [8]. Связь этих методов обсуждалась в [2].

В настоящей работе проведены численные расчеты деградационного спектра электронов в молекулярных газах — азоте, кислороде и воздухе

с детальным учетом элементарных процессов столкновений электронов с молекулами, вычислены доли потерь энергии электронов на ионизацию и возбуждение различных уровней молекул, определены скорости диссоциации молекул и диссоциативного прилипания электронов к молекуле O_2 . Выбор сечений элементарных процессов и используемый численный метод уточнены и улучшены по сравнению с предыдущими расчетами [2,3].

Кинетическое уравнение для изотропного распределения электронов по энергиям

Процесс передачи энергии от источника электронов в газ можно качественно представить следующим образом: высокоэнергетичные первичные электроны производят главным образом ионизацию и рождают множество новых вторичных электронов с невысокой энергией порядка энергий порогов неупругого возбуждения молекул; вторичные электроны в этой пороговой области расходуют свою энергию на вращательное, колебательное и электронное возбуждение молекул.

Последовательный анализ деградационного спектра электронов в неравновесной плазме должен быть основан на исследовании кинетического уравнения Больцмана для функции распределения электронов по энергиям, главную роль при этом играет распределение электронов в пороговой области. Если длина свободного пробега электронов в пороговой области энергий мала по сравнению с размером неоднородности газовой плотности, то функцию распределения электронов в пороговой области можно полагать близкой к изотропной. Обозначим изотропную часть функции распределения электронов по энергиям в пространственно-однородной среде $f(\varepsilon)$ таким образом, что $f(\varepsilon)\varepsilon^{1/2}d\varepsilon$ представляет собой число электронов в единице объема газа в интервале энергий $(\varepsilon, \varepsilon + d\varepsilon)$. Равновесное распределение Максвелла $f_M(\varepsilon)$ с концентрацией электронов n и температурой T выражается в этом случае формулой $f_M(\varepsilon) = 2n \exp(-\varepsilon/T)/(\pi T)^{3/2}$.

При достаточно низкой степени ионизации, меньшей примерно 10^{-5} , электрон-электронные и электрон-ионные столкновения в пороговой области несущественны, так как их частота мала по сравнению с частотой неупругих столкновений электронов с молекулами. Кинетическое уравнение Больцмана для стационарной функции распределения электронов по энергиям $f(\varepsilon)$ в условиях, когда можно пренебречь электрон-электронными и электрон-ионными столкновениями, а также ударами второго рода, можно представить в следующем виде:

$$St_m f + \sum_k St_k f + \sum_i St_i f - St_a f + s = 0 \quad (r, v, j), \quad (1)$$

где $St_m f$ — интегралы столкновений электронов с молекулами, s — скорость образования первичных электронов источника.

Уравнение (1) последовательно учитывает упругие столкновения m электронов с молекулами, неупругое возбуждение k и ионизацию i молекул, и также прилипание a электронов к молекулам. Отдельно суммируются интегралы возбуждений вращательных r , колебательных v и электронных j состояний молекул. Сумма ионизационных интегралов

учитывает образование ионов в различных возбужденных состояниях. Интегралы столкновений выражаются через соответствующие частоты электрон-молекулярных столкновений, характеризующие скорость данного элементарного процесса и равные $\nu(\varepsilon) = Nv(\varepsilon)\sigma(\varepsilon)$, где N — концентрация молекул, v — скорость электрона, σ — сечение данного процесса.

Самым важным процессом взаимодействия электронов с молекулами в области энергий от нескольких десятков электрон-вольт до высоких энергий первичных электронов источника является ионизация. Особенностью элементарного акта ионизации является образование двух электронов в различных энергетических областях. Ионизационный интеграл столкновений имеет вид

$$St_i f = \int_0^{\infty} f(\varepsilon_p) \varepsilon_p^{1/2} \nu_{ii}(\varepsilon_p, \min(\varepsilon, \varepsilon_p - \varepsilon_i - \varepsilon)) d\varepsilon_p - f(\varepsilon) \varepsilon^{1/2} \nu_i(\varepsilon), \quad (2)$$

$$\nu_{ii}(\varepsilon_p, \varepsilon_s) = Nv(\varepsilon) \sigma_{ii}(\varepsilon_p \varepsilon_s), \quad \nu_i(\varepsilon) = Nv(\varepsilon) \sigma_i(\varepsilon),$$

$$\sigma_i(\varepsilon_p) = \int_0^{(\varepsilon_p - \varepsilon_i)/2} \sigma_{ii}(\varepsilon_p, \varepsilon_s) d\varepsilon_s,$$

где ε_i , σ_i — потенциал и сечение ионизации; $\sigma_{ii}(\varepsilon_p, \varepsilon_s)$ — дифференциальное сечение ионизации; ε_p , ε_s — энергии первичного и вторичного электронов, причем в акте ионизации вторичным считается образующийся электрон с меньшей энергией $\varepsilon_s \leq (\varepsilon_p - \varepsilon_i)/2$.

Если не принимать во внимание столкновения электронов с возбужденными молекулами (удары второго рода), то интегралы неупругих столкновений, связанные с возбуждением молекул, можно представить в форме, одинаковой для вращательных, колебательных и электронных уровней,

$$St_k f = f(\varepsilon + \varepsilon_k) (\varepsilon + \varepsilon_k)^{1/2} \nu_k(\varepsilon + \varepsilon_k) - f(\varepsilon) \varepsilon^{1/2} \nu_k(\varepsilon), \quad (3)$$

$$\nu_k(\varepsilon) = Nv(\varepsilon) \sigma_k(\varepsilon),$$

где ε_k , σ_k — порог и сечение k -го процесса неупругого возбуждения.

Однако роли различных возбуждений в формировании деградационного спектра электронов заметно различны вследствие различия потенциалов возбуждения $\varepsilon_r \ll \varepsilon_v \ll \varepsilon_j$. Возбуждение электронных уровней молекул j доминирует в области энергий выше порогов электронного возбуждения и вместе с ионизацией представляет собой основной канал энерговклада энергии электронов. Колебательное возбуждение молекул v оказывает существенное влияние на деградационный спектр электронов лишь в относительно узкой области резонансов сечений колебательного возбуждения. Потери энергии электронов на вращательное возбуждение молекул r обычно незначительны в силу малости средней энергии возбуждения вращательных уровней.

Вследствие большого различия массы электрона m и массы молекулы M изменение энергии электрона в упругом столкновении с молекулой очень мало в сравнении с его энергией. Поэтому интеграл упругих

столкновений электронов с молекулами может быть представлен формулой Фоккера-Планка

$$St_m f = \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left[\frac{2m}{M} \nu_m(\varepsilon) \varepsilon^{3/2} \left(f(\varepsilon) + T_g \frac{\partial f(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \right) \right], \quad (4)$$

$$\nu_m(\varepsilon) = N \nu(\varepsilon) \sigma_m(\varepsilon),$$

где σ_m — транспортное сечение столкновения электрона с молекулой, T_g — температура газа.

Упругие электрон-молекулярные столкновения существенны в области низких энергий электронов, где отсутствуют процессы электронного и колебательного возбуждения молекул. Упругие столкновения ответственны за термализацию электронов в низкоэнергетичной области: из формулы (4) следует, что интеграл упругих столкновений от равновесного максвелловского распределения $f_M(\varepsilon)$ обращается в нуль при температуре электронов, равной температуре газа.

Диссоциативное прилипание электронов к молекулам описано в уравнении (1) интегралом столкновений

$$St_a f = f(\varepsilon) \varepsilon^{1/2} \nu_a(\varepsilon), \quad \nu_a(\varepsilon) = N \nu(\varepsilon) \sigma_a(\varepsilon), \quad (5)$$

где σ_a — сечение диссоциативного прилипания.

Исчезновение свободных электронов вследствие реакций рекомбинации с ионами и трехчастичного прилипания к молекулам определяет баланс концентрации электронов в плазме. Эти процессы существенны в области низких энергий, близких к тепловым, где находится основная часть электронов, однако в условиях малой степени ионизации эти реакции не оказывают влияния на распределение электронов в пороговой области энергий.

Важнейшим точным соотношением является баланс энергии электронов, который следует из кинетического уравнения (1) умножением на энергию электронов и интегрированием по всей области энергий. В рассматриваемом случае баланс энергии электронов может быть представлен следующим соотношением:

$$P_m + \sum_k P_k + \sum_i P_i + P_a = q, \quad (6)$$

где в правой части стоит полная мощность источника ионизации в расчете на одну молекулу газа

$$q = 1/N \int_0^{\infty} s(\varepsilon) \varepsilon d\varepsilon, \quad (7)$$

а в левой — соответствующие мощности, приходящиеся на упругие m , возбуждающие k и ионизационные i столкновения электронов с молекулами, а также потери энергии a , связанные с исчезновением свободных электронов в реакциях прилипания

$$P_k = (2/m)^{1/2} \varepsilon_k \int_0^{\infty} f(\varepsilon) \varepsilon \sigma_k(\varepsilon) d\varepsilon, \quad P_i = (2/m)^{1/2} \varepsilon_i \int_0^{\infty} f(\varepsilon) \varepsilon \sigma_i(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (8)$$

$$P_a = (2/m)^{1/2} \int_0^{\infty} f(\varepsilon) \varepsilon^2 \sigma_a(\varepsilon) d\varepsilon, \quad P_m = (2/m)^{1/2} \int_0^{\infty} (2m/M) f(\varepsilon) \varepsilon^2 \sigma_m(\varepsilon) d\varepsilon.$$

Здесь σ_k , σ_i , σ_a , σ_m — соответствующие сечения (умноженные на относительные концентрации молекул в газе сложного состава), значение коэффициента равно $(2/m)^{1/2} = 5.931 \cdot 10^7 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{эВ}^{-1/2}$.

Доля энергии, вкладываемая деградационным спектром в n -й процесс взаимодействия электронов с молекулами, очевидно, равна $P_n = P_n/q$ и связана с энергетической ценой процесса U_n соотношением $U_n = \varepsilon_n/p_n$, где ε_n — порог процесса. В частности, общая энергетическая цена образования электрон-ионной пары в смеси газов определяется формулой $U_{ion}^{-1} = \sum_i U_i^{-1} = \sum_i P_i/\varepsilon_i$.

Скорости процессов возбуждения и ионизации молекул электронным ударом прямо пропорциональны соответствующим долям энерговклада. Можно отметить, что, хотя в актах ионизации электроны изменяют свою энергию непрерывным образом, тем не менее выражения (8) для энерговкладов в ионизацию и возбуждение молекул совпадают по форме. Скорости других элементарных процессов, в которых энергия электронов меняется непрерывно, не связаны просто с долями энерговклада, их необходимо вычислять отдельно. Поэтому удобно также характеризовать скорость любого электронного элементарного процесса ее отношением к полной скорости ионизации

$$\xi_n = \int_0^{\infty} f \varepsilon^{1/2} v \sigma_n d\varepsilon / \int_0^{\infty} f \varepsilon^{1/2} v \sum_i \sigma_i d\varepsilon. \quad (9)$$

Для процессов электронного возбуждения и ионизации молекул относительная скорость равна отношению общей энергетической цены ионизации к энергетической цене данного процесса $\xi_k = U_{ion}/U_k$.

Расчет деградационного спектра электронов

Как следует из кинетического уравнения (1), функция распределения электронов по энергиям определяется совокупностью элементарных процессов взаимодействия электронов со всеми разновидностями молекул среды, поэтому сечения всех элементарных электронных процессов и концентрации молекул должны являться исходными данными при определении деградационного спектра. Достаточно строгий расчет деградационного спектра электронов в наиболее важной пороговой области энергий возможен лишь на основе численного решения кинетического уравнения (1) с учетом реальных зависимостей сечений электронных элементарных процессов от энергии.

В проведенных численных расчетах отдельно были учтены следующие элементарные процессы взаимодействия электронов: 1) с молекулой N_2 упругие столкновения с сечениями [9], вращательное возбуждение с сечениями [10], возбуждение восьми колебательных уровней основного электронного состояния с сечениями [11] и десяти электронных уровней с сечениями [12], ионизация с образованием ионов N_2^+ в пяти различных

электронных состояниях и диссоциативная ионизация с сечениями [9]; 2) с молекулой O_2 вращательное возбуждение с сечениями [10], возбуждение трех колебательных уровней основного электронного состояния и шести электронных уровней возбуждения с сечениями [13], ионизация с образованием ионов O_2^+ в четырех электронных состояниях, а также диссоциативная ионизация с сечениями [9], диссоциативное прилипание электрона к молекуле с сечением [14].

Возбуждение ридберговских электронных уровней молекул учитывалось как единый процесс с усредненным потенциалом. Величины сечений электронного возбуждения молекул в области энергий выше 50 эВ были экстраполированы по методу [15], а для дифференциальных сечений ионизации использовались зависимости [16]. Следует отметить, что используемые данные по сечениям электронных процессов в основном соответствуют обзорам [17,18] и монографии [19].

Кинетическое уравнение (1) с интегралами столкновений (2)–(5) представляет собой линейное интегродифференциальное уравнение со многими сдвинутыми аргументами. В высокоэнергетической области $\epsilon \gg \epsilon_i, \epsilon_k$ это уравнение может быть приведено к диффузионному виду, а его решение выражено аналитическим приближением, которое использовалось ранее в численных расчетах [3]. Недостатком такого метода расчета является невозможность его применения в случае источника ионизации со сравнительно невысокой энергией, когда аналитическое приближение недействительно. Предлагаемые здесь расчеты деградационного спектра электронов не использовали аналитического приближения и были проведены строгим численным методом с учетом соответствующих граничных условий при энергии первичных электронов источника.

Область энергий электронов, в которой рассчитывался деградационный спектр, от энергии первичных электронов 10^3 эВ до тепловых энергий 0.1 эВ содержала четыре порядка величины. При таких условиях в расчетах была использована логарифмическая шкала энергии с разбиением переменными шагами: в области 0.1–100 эВ в количестве сто точек на порядок, а в области выше 100 эВ с шагом 5 эВ. Достоверность расчетов контролировалась сохранением баланса энергии электронов (6), который выполнялся с точностью 1%.

Известно, что форма деградационного спектра электронов в пороговой области практически не зависит от энергии первичных электронов, если она достаточно высока и превосходит несколько сотен электрон-вольт. Это весьма важное обстоятельство определяет универсальную роль деградационного спектра электронов для каждого конкретного газа: будучи однажды надежно установленным, он полностью определяет кинетику неравновесных электронных процессов в широком диапазоне параметров и поэтому содержит весьма значительную информацию.

Наиболее удобной формой представления этой универсальной информации, на наш взгляд, является функция распределения электронов по энергиям, которая вычислена при значении величины мощности внешнего источника, равной единице в расчете на одну молекулу газа (другими словами, при единичной удельной мощности источника). При этом, во-первых, результат отнесен к естественному физическому параметру (7), по которому рассматриваемая задача о деградационном спектре

электронов в газе является линейной, во-вторых, имеется явная возможность непосредственного использования баланса энергии электронов (6) и формул (8) для определения долей энерговклада электронных процессов. Представление результатов через нормированный электронный поток [2,3] является менее простым и наглядным.

Приведенные результаты расчетов деградационного спектра электронов соответствуют значению мощности внешнего источника в расчете на одну молекулу, т.е. величины (7), равной $q = 1 \text{ эВ} \cdot \text{с}^{-1}$. На рис. 1-3 показаны функции распределения электронов по энергиям $f(\varepsilon)$ соответственно в молекулярном азоте, молекулярном кислороде и воздухе (т.е. смеси молекул азота и кислорода в пропорции 0.78 : 0.22) при энергии первичных электронов 1 кэВ. Распределение электронов в области пороговых энергий не является монотонным и сильно отличается от максвелловского: минимумы функции соответствуют максимумам в сечениях резонансного колебательного возбуждения молекул.

В табл. 1,2 приведены относительные доли энергии (8), вкладываемые деградационным спектром электронов в неупругие процессы возбуждения и ионизации молекул N_2 и O_2 в чистых газах и воздухе. Точность полученных результатов определяется той точностью, с которой известны сечения соответствующих элементарных электронных процессов; для уровней возбуждения молекул с низкими порогами неопределенность может составлять десятки процентов. Заметим, что диссоциация N_2 и O_2 электронным ударом протекает через электронно-возбужденные уровни этих молекул, находящиеся выше порога диссоциации и учитываемые в кинетическом уравнении и балансе энергии электронов. Поэтому доли энерговклада в диссоциацию молекул N_2 и O_2 , которые можно оценить из табл. 1,2, не превосходят долей энерговклада на возбуждение этих электронных уровней и не должны отдельно входить в баланс энергии электронов.

Вычисленные значения общей энергетической цены ионизации U_{ion} равны в молекулярном азоте 34.7 эВ, в молекулярном кислороде 36.1 эВ, в воздухе 35.1 эВ. Более высокое значение цены ионизации в кислороде объясняется тем, что ионизация молекулы O_2 электронным ударом происходит главным образом через образование иона кислорода в возбужденном состоянии. В табл. 3 представлены найденные по формуле (9) относительные скорости диссоциации молекул N_2 и O_2 электронными ударами и диссоциативного прилипания электрона к молекуле O_2 .

Общее распределение энерговклада источника высокоэнергетичных электронов в воздухе выглядит следующим образом: примерно 52% всей энергии затрачивается на ионизацию и 41% на возбуждение электронных уровней молекул, 6% уходит на возбуждение колебательных уровней, потери энергии в упругих столкновениях и на вращательное возбуждение составляют в сумме около 1%.

Следует особо подчеркнуть, что с помощью представленных на рисунках деградационных спектров формулы (8) позволяют непосредственно определить скорости элементарных процессов взаимодействия электронов не только с основными молекулами N_2 и O_2 , но также с молекулами различных примесей, если их концентрации сравнительно невелики (в пределах нескольких процентов) и не оказывают заметного влияния на распределение электронов. Результаты расчетов имеют, таким образом, довольно общий характер.

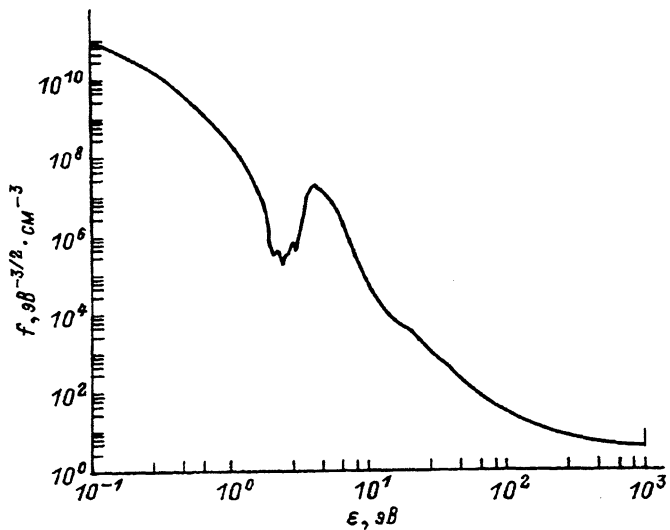


Рис. 1. Дegrаdационный спектр электронов в молекулярном азоте.

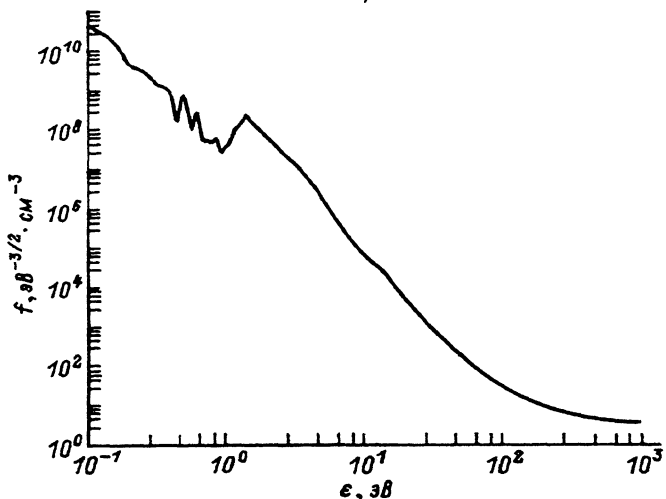


Рис. 2. Дegrаdационный спектр электронов в молекулярном кислороде.

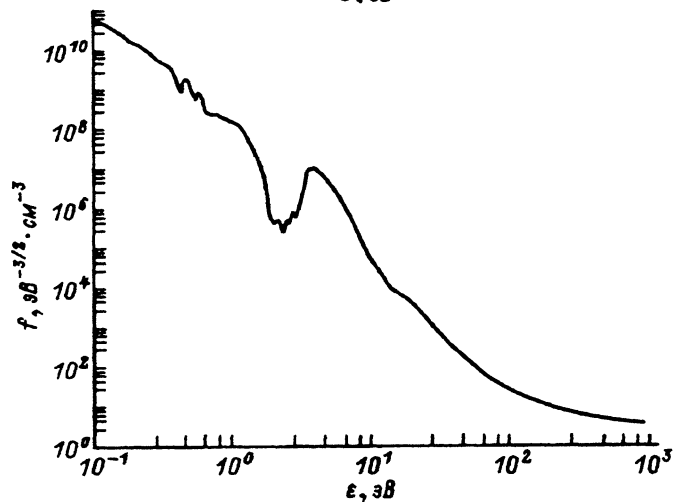


Рис. 3. Дegrаdационный спектр электронов в воздухе.

Таблица 1. Доли энергии (%), вкладываемые деградационным спектром электронов в возбуждение и ионизацию молекулы N₂ в чистом азоте и воздухе

Вращательное возбуждение N₂

В азоте	1.13
В воздухе	0.468

Колебательное возбуждение N₂

Переход	0-1	0-2	0-3	0-4	0-5	0-6	0-7	0-8
Порог, эВ	0.292	0.585	0.877	1.17	1.46	1.75	2.05	2.34
В азоте	4.27	0.70	0.32	0.33	0.43	0.35	0.43	0.33
В воздухе	2.48	0.61	0.32	0.33	0.41	0.34	0.37	0.28

Электронное возбуждение N₂

Уровень	A ³ Σ ⁺ _u	B ³ Π _g	W ³ Δ _u	B ³ Σ ⁻ _u	A ¹ Σ ⁻ _u	a ¹ Π _g	W ¹ Δ _u	C ³ Π _u	a ¹ iΣ ⁺ _g	R*
Порог, эВ	6.17	7.35	7.36	8.16	8.40	8.55	8.89	11.03	12.25	13.75
В азоте	3.71	3.74	3.07	0.95	0.68	2.93	0.88	2.40	0.42	18.5
В воздухе	2.44	2.97	2.51	0.80	0.58	2.44	0.76	2.10	0.35	14.5

Ионизация N₂

Уровень иона	X ² Σ ⁺ _g	A ² Π _u	B ² Σ ⁺ _u	D ² Π _g	C ² Σ ⁺ _u	Диссоциация
Порог, эВ	15.6	16.8	18.7	22.0	23.8	25.0
В азоте	18.2	9.27	5.72	3.76	3.10	13.9
В воздухе	14.2	7.24	4.45	2.92	2.41	10.8

* Сумма ридберговских уровней с усредненным порогом.

Таблица 2. Доли энергии (%), вкладываемые деградационным спектром электронов в возбуждение и ионизацию молекулы O_2 в чистом кислороде и воздухе

Вращательное возбуждение O_2

В кислороде	0.365
В воздухе	0.103

Колебательное возбуждение O_2

Переход	0 - 1	0 - 2	0 - 3
Порог, эВ	0.196	0.392	0.516
В кислороде	1.17	0.37	0.27
В воздухе	0.91	0.28	0.11

Электронное возбуждение O_2

Уровень	$A^1 \Delta_g$	$b^1 \Sigma_g^+$	$A^3 \Sigma_u^+$	$B^3 \Sigma_u^-$	-	R^*
Порог, эВ	0.98	1.64	4.50	8.40	9.90	13.5
В кислороде	5.12	1.39	8.24	15.2	0.95	19.3
В воздухе	0.84	0.30	2.57	2.73	0.19	4.17

Ионизация O_2

Уровень иона	$X^2 \Pi_g$	$a^4 \Pi_u$	$A^2 \Pi_u$	$b^4 \Sigma_g^-$	Диссоциация
Порог, эВ	12.1	16.1	16.8	18.2	20.0
В кислороде	5.85	14.0	3.40	5.91	17.8
В воздухе	1.21	3.06	0.75	1.31	3.98

* Сумма ридберговских уровней с усредненным порогом.

Таблица 3. Скорости некоторых реакций относительно полной скорости ионизации при возбуждении газа быстрыми электронами

Реакция	$e + N_2 = e + 2N$	$e + O_2 = e + 2O$	$e + O_2 = O^- + O$
В азоте	0.78	-	-
В кислороде	-	1.61	0.022
В воздухе	0.62	0.29	0.010

Закключение

Деградационный спектр электронов в газе является важной универсальной функцией этого газа. Проведенные в настоящей работе подробные вычисления деградационного спектра электронов в азоте, кислороде и воздухе представлены в форме, удобной для определения скоростей многочисленных элементарных электронных процессов в этих основных атмосферных газах. Полученные результаты могут быть непосредственно использованы при изучении кинетических и химических процессов в неравновесной атмосфере, возбуждаемой источником высокоэнергетич-

ных электронов. В частности, проведенные расчеты использовались при исследовании взаимодействия высокоэнергетичных электронов с ионосферным газом [20] и при моделировании нестационарной деградации электронного пучка в молекулярном азоте [21].

Автор благодарит Б.Ф.Гордиеца и Э.Е.Сона за постоянный интерес и внимание к настоящему исследованию. Работа выполнена при поддержке МГП "Экофизика".

Список литературы

- [1] Никеров В.А., Шолин Г.В. Кинетика деградационных процессов. М.: Энергоатомиздат, 1985.
- [2] Коновалов В.П., Сон Э.Е. // Химия плазмы. Вып. 14. М.: Энергоатомиздат, 1987. С. 194.
- [3] Коновалов В.П., Сон Э.Е. // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 2. С. 300-310.
- [4] Лаппо Г.Б., Прудников М.М., Чичерин В.Г. // ТВТ. 1980. Т. 18. № 4. С. 677-681.
- [5] Арланцев С.В., Мхеидзе Г.П., Савин А.А., Скорцов В.А. Препринт ИОФАН СССР. № 184. М., 1987.
- [6] Kowari K.W., Kimura M., Inokuti J. // J. Chem. Phys. 1988. Vol. 89. N 12. P. 7229-7237.
- [7] Ishii M.A., Kimura M., Inokuti J., Kowari K. // J. Chem. Phys. 1989. Vol. 90. N 6. P. 3081-3086.
- [8] Slinker S.P., Ali A.W., Taylor R.D. // J. Appl. Phys. 1990. Vol. 67. N 2. P. 679-690.
- [9] Mantas G.P. Electron Collision Processes in the Ionosphere. / Aeronomy report N 54. Univ. Illinois. Urbana (USA), 1973.
- [10] Оксуж Ю.Д. // ЖЭТФ. 1965. Т. 49. Вып. 4. С. 1261-1273.
- [11] Spence D., Maurer J.L., Schulz G.J. // J. Chem. Phys. 1972. Vol. 57. N 12. P. 5516-5521.
- [12] Cartwright D.C., Trajmar S., Chutjian A., Williams W. // Phys. Rev. A. 1977. Vol. 16. N 3. P. 1041-1051.
- [13] Исламов Р.Ш., Кочетов И.В., Певгов В.Г. Препринт ФИАН СССР. № 196. М., 1977.
- [14] Мессу Г. Отрицательные ионы. М.: Мир, 1979. 756 с.
- [15] Green A.E.S., Stolarski R.S. // J. Atmos. Terr. Phys. 1972. Vol. 34. N 10. P. 1703-1717.
- [16] Opal C.B., Beaty E.C., Peterson W.K. // Atom. Data. 1972. Vol. 4. N 1. P. 209-214.
- [17] Ali A.W. Excitation and Ionization Cross Sections for Electron Beam and Microwave Energy Deposition in Air. Memo. rep. N 4598. Naval Research Laboratory. Washington, 1981.
- [18] Yousfi M., Gallimberti I., Azzi N. et.al. Electron-molecule Collision Cross Sections and Electron Swarm Parameters in Some Atmospheric Gases. Centre de Physique Atomique. Toulouse, 1987.
- [19] Юрова И.Ю., Иванов В.Е. Сечения рассеяния электронов атмосферными газами. Л.: Наука, 1989. 144 с.
- [20] Гордиец Б.Ф., Коновалов В.П. // Геомагн. и аэрон. 1991. Т. 31. № 4. С. 649-656.
- [21] Коновалов В.П., Скорик М.А., Сон Э.Е. // Физ. плазмы. 1992. Т. 18. № 6. С. 650-661.

Московский физико-технический институт

Поступило в Редакцию
17 декабря 1991 г.
В окончательной редакции
17 марта 1992 г.