

УДК 523.4-852

ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ МЕТАСТАБИЛЬНОГО МОЛЕКУЛЯРНОГО АЗОТА В АТМОСФЕРАХ ЗЕМЛИ, ТРИТОНА, ТИТАНА И ПЛУТОНА

© 2020 г. А. С. Кириллов*

ФГБНУ Полярный геофизический институт (ПГИ), Апатиты, Мурманская область, Россия

*e-mail: kirillov@pgia.ru

Поступила в редакцию 23.04.2019 г.

После доработки 06.06.2019 г.

Принята к публикации 13.06.2019 г.

При взаимодействии высокоэнергичных электронов с газами атмосфер планет, где основной составляющей является молекулярный азот, значительная доля энергии частиц тратится на возбуждение триплетных электронно-возбужденных состояний N_2 . Рассмотрены процессы переноса энергии с метастабильного молекулярного азота $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ на другие составляющие в атмосферах Земли (смесь газов N_2-O_2-O) и Титана, Тритона, Плутона (смесь газов N_2-CH_4-CO). В работе обсуждаются процессы, при которых метастабильный молекулярный азот $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ влияет на кинетику электронно-возбужденных атомарного и молекулярного кислорода в авроральной ионосфере Земли. Кроме того, впервые численно показано, что вклад $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ в образование электронно-возбужденного угарного газа $CO(a^3\Pi)$ значительно возрастает с ростом плотности в атмосферах Титана, Тритона, Плутона и становится доминирующим для нижних колебательных уровней $CO(a^3\Pi)$.

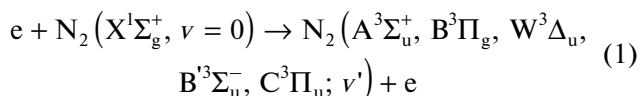
Ключевые слова: метастабильный молекулярный азот, высокоэнергичные электроны, межмолекулярные процессы переноса энергии, планеты Солнечной системы

DOI: 10.31857/S0320930X20010065

ВВЕДЕНИЕ

Молекулярный азот является главной атмосферной составляющей Земли, Титана, Тритона, Плутона. При неупругих столкновениях фотоэлектронов или высокоэнергичных частиц (электронов, протонов) солнечного ветра с молекулами азота в атмосферах указанных планет происходит возбуждение различных электронно-возбужденных состояний N_2 .

Расчеты деградационных спектров вторичных электронов в атмосфере азота и в воздухе (Коновалов, Сон, 1987; Коновалов, 1993) показали, что совокупная скорость возбуждения триплетных валентных ($A^3\Sigma_u^+$, $B^3\Pi_g$, $W^3\Delta_u$, $V^3\Sigma_u^-$, $C^3\Pi_u$) состояний N_2 высокоэнергичными электронами:



достаточно высока и близка по значению к скорости образования одной ион-электронной пары. Следует заметить, что состояния $A^3\Sigma_u^+$, $W^3\Delta_u$, $V^3\Sigma_u^-$ образуются из $X^1\Sigma_g^+$ при переходе электрона

с орбитали $1\pi_u$ на $1\pi_g$, $B^3\Pi_g$ – при переходе $3\sigma_g \rightarrow 1\pi_g$, $C^3\Pi_u$ – при переходе $2\sigma_u \rightarrow 1\pi_g$ (Lofthus, Krupenie, 1977). Именно эти пять состояний имеют высокие значения сечений возбуждения высокоэнергичными электронами (Itikawa, 2006), что и приводит к высоким скоростям возбуждения потоками частиц (Коновалов, Сон, 1987; Коновалов, 1993).

Энергия электронного возбуждения молекул N_2 может в дальнейшем как излучаться в виде фотонов ультрафиолетового, видимого, инфракрасного диапазонов, так и при неупругих атомно-молекулярных столкновениях трансформироваться в энергию возбуждения (электронных, колебательных, вращательных степеней свободы) других атомов и молекул. Таким образом, атмосферный молекулярный азот после неупругих взаимодействий с высокоэнергичными частицами аккумулирует на своих степенях свободы значительную часть энергии высыпавшихся частиц, а в дальнейшем передает энергию другим основным и малым газовым составляющим, которые участвуют в химическом, излучательном и тепловом балансе атмосфер.

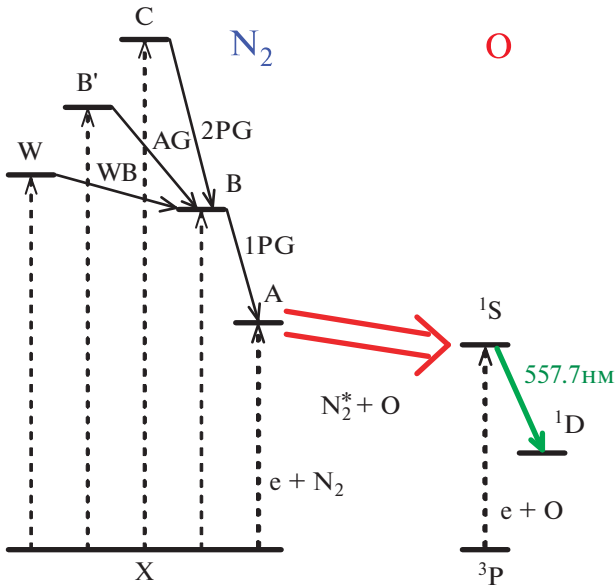
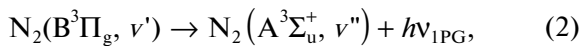


Рис. 1. Схема процессов образования метастабильного молекулярного азота $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ и переноса энергии электронного возбуждения на атомарный кислород в авроральной ионосфере Земли.

В настоящей работе рассмотрены процессы возбуждения триплетных состояний молекулярного азота в атмосферах Земли (смесь газов N_2-O_2-O) и Титана, Тритона, Плутона (смесь газов N_2-CH_4-CO) высокоэнергичными электронами. Особое внимание уделяется процессам переноса энергии при неупругих столкновениях метастабильного молекулярного азота $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ с другими атмосферными составляющими и показана важная роль подобных взаимодействий в формировании поля излучения атмосфер планет Солнечной системы.

ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ В АВРОРАЛЬНОЙ ИОНОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

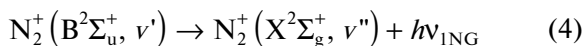
Как показали результаты измерений оптических спектров полярных сияний, полученных во время запусков ракет на острове Хейса в 1972–1973 гг. (Кириллов и др., 1987) и на полигоне Форт Черчилль в 1974 г. (Sharp и др., 1979), полосы первой положительной системы (1PG)



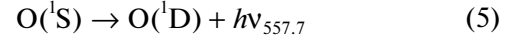
второй положительной системы (2PG)



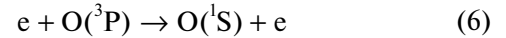
первой отрицательной системы иона N_2^+ (1NG)



являются наиболее яркими эмиссиями молекулярного азота в полярной ионосфере во время выпадения в атмосферу Земли авроральных частиц. Несмотря на то, что концентрации атомарного кислорода на высотах нижней термосферы Земли примерно на порядок меньше концентраций N_2 , интенсивности свечения зеленой линии 557.7 нм атомарного кислорода



превосходят интенсивности многих полос молекулярного азота, хотя скорости прямого электронного возбуждения авроральными частицами



оказываются недостаточными для объяснения данного факта.

В качестве основного механизма образования атомарного кислорода $O(^1S)$ в авроральной ионосфере Земли в работе (Sharp и др., 1979) был рассмотрен процесс переноса энергии возбуждения с метастабильного молекулярного азота $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ при неупругих столкновениях с атомами $O(^3P)$



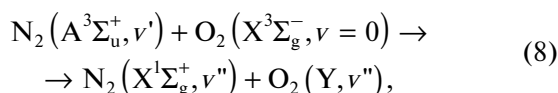
На рис. 1 приведена схема, показывающая процессы, приводящие к образованию метастабильного молекулярного азота $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ и переносу энергии электронного возбуждения на атомарный кислород. На ней учтены процессы (1)–(3), а также излучение полос Ву-Бенеша (WB) (переход $W^3\Delta_u, v' \rightarrow B^3\Pi_g, v''$) и полос послесвечения (AG) (переход $B^3\Sigma_u^-, v' \rightarrow B^3\Pi_g, v''$) у молекулы N_2 (Lofthus, Krupenie, 1977; Gilmore и др., 1992).

В работе (McDade, Llewellyn, 1984) было показано, что учет только нулевого колебательного уровня $N_2(A^3\Sigma_u^+, v' = 0)$ в процессе (7) достаточен для того, чтобы объяснить интенсивности свечения зеленой линии 557.7 нм в ракетном эксперименте (Sharp и др., 1979). При расчетах они использовали константы процесса (7), измеренные в (Piper и др., 1981; Piper, 1982). Также авторы (McDade, Llewellyn, 1984) указали на тот факт, что учет остальных колебательных уровней $N_2(A^3\Sigma_u^+, v' > 0)$ в процессе (7) со скоростями возбуждения $O(^1S)$ равными измеренной скорости для нулевого уровня $v' = 0$ может привести к значительному превышению результатов расчета над экспериментальными данными.

Расчет констант скоростей переноса энергии возбуждения с $N_2(A^3\Sigma_u^+, v' = 0-6)$ на атомы кислорода при неупругих взаимодействиях (7) был проведен в (Кириллов, Аладьев, 1998; Kirillov, 1998). При расчете использовалось квантово-хи-

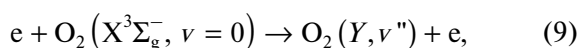
мическое приближение Ландау–Зинера (Андреев, Никитин, 1976; Русанов, Фридман, 1984). При расчетах в (Кириллов, Аладьев, 1998; Kirillov, 1998) было получено, что наибольшая эффективность переноса энергии возбуждения с метастабильного азота на атом кислорода с образованием состояния 1S происходит для нулевого колебательного уровня $A^3\Sigma_u^+$, $v' = 0$. Для остальных шести уровней $v' = 1-6$ получаются значительно меньшие скорости образования $O(^1S)$ в процессе (7), что согласуется с выводами авторов (McDade, Llewellyn, 1984). Таким образом, квантово-химические расчеты указали на особенности влияния метастабильного азота $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ на кинетику электронно-возбужденного атомарного кислорода.

При исследовании электронной кинетики молекулярного азота и молекулярного кислорода в высокоширотной нижней термосфере и мезосфере в (Kirillov, 2010) впервые было показано, что учет процесса межмолекулярного переноса энергии возбуждения



где $Y = c^1\Sigma_u^-, A^3\Delta_u, A^3\Sigma_u^+$ (состояния Герцберга), очень важен при расчете колебательных населенностей электронно-возбужденных состояний O_2 . При этом были учтены результаты теоретических расчетов констант скоростей процесса (8) в (Kirillov, 2010).

Результаты расчетов указали на то, что перенос энергии возбуждения с метастабильного азота на молекулу кислорода и последующие каскадные процессы в молекуле O_2 приводят к тому, что вклад межмолекулярного процесса (8) в возбуждении высоких колебательных уровней синглетных состояний $a^1\Delta_g, b^1\Sigma_g^+$ оказывается значительно выше, чем вклад за счет прямого возбуждения высокоэнергичными электронами



где $Y = a^1\Delta_g, b^1\Sigma_g^+, c^1\Sigma_u^-, A^3\Delta_u, A^3\Sigma_u^+$.

Таким образом, в верхней атмосфере Земли при взаимодействии высокоэнергичных авроральных электронов с газами значительная часть энергии частиц тратится на возбуждение различных триплетных состояний молекул N_2 . В дальнейшем в результате различных излучательных процессов молекула азота переходит в состояние $A^3\Sigma_u^+$ и энергия электронного возбуждения аккумулируется на молекулах $N_2(A^3\Sigma_u^+, v')$. Результаты экспериментальных измерений (Dreyer, Perner, 1973) и теоретических расчетов (Kirillov, 2016) для

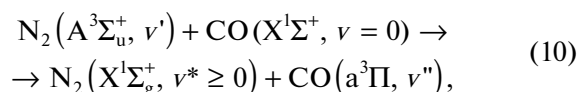
скоростей гашения метастабильного азота на молекулах N_2 дали очень низкие значения скоростей данного процесса. Поэтому межмолекулярные процессы переноса энергии возбуждения (7) и (8)

с участием молекул $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ оказываются очень важными в электронном возбуждении атомарного и молекулярного кислорода при неупругих столкновениях с этими газами на различных высотах верхней атмосферы Земли во время высыпания высокоэнергичных частиц.

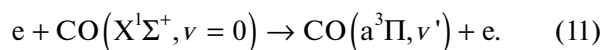
ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ В АТМОСФЕРАХ ТИТАНА, ТРИТОНА, ПЛУТОНА

Исследование кинетики триплетных состояний молекулярного азота в верхних атмосферах Титана и Плутона за последние годы проводилось во многих работах (De La Haye и др., 2008; Campbell и др., 2010; Bhardwaj, Jain, 2012; Jain, Bhardwaj, 2015; Lavvas и др., 2015; Kirillov и др., 2017). В указанных работах были рассмотрены различные излучательные переходы между триплетными состояниями, особенности свечения различных систем полос в атмосферах этих планет.

В работе (Kirillov и др., 2017) впервые была исследована роль межмолекулярных процессов переноса энергии в возбуждении угарного газа $CO(a^3\Pi)$ при воздействии на атмосферу Титана фотоэлектронов, образованных в результате процессов фотоионизации (рис. 2). Используя рассчитанные в (Kirillov, 2016) константы скоростей процесса переноса энергии



впервые было показано, что с ростом плотности атмосферы Титана возрастает роль межмолекулярных процессов переноса энергии (10) в возбуждении $CO(a^3\Pi)$, и для колебательных уровней $v'' \leq 4$ их вклад становится больше процессов прямого возбуждения фотоэлектронами



Проведем в настоящей работе расчет колебательных населенностей метастабильного азота $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ и электронно-возбужденного угарного газа $CO(a^3\Pi)$ в верхних атмосферах Тритона и Плутона и исследуем роль межмолекулярных процессов переноса энергии (10) при неупругих столкновениях в электронном возбуждении молекул угарного газа $CO(a^3\Pi)$ в атмосферах этих планет. При расчете скоростей возбуждения различных колебательных уровней триплетных состояний $A^3\Sigma_u^+, B^3\Pi_g, W^3\Delta_u, V^3\Sigma_u^-, C^3\Pi_u$ во внима-

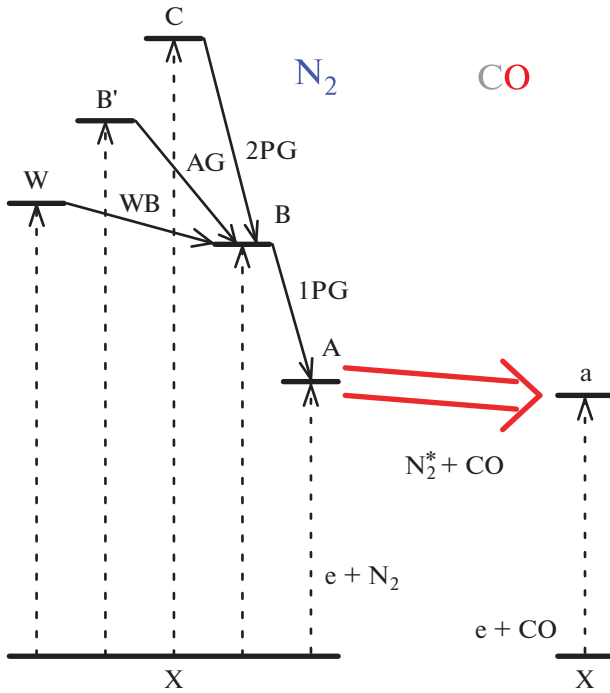


Рис. 2. Схема процессов образования метастабильного молекулярного азота $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ и электронно-возбужденного угарного газа $CO(a^3\Pi)$ в атмосфере Титана, Тритона и Плутона.

ние брались соответствующие факторы Франка–Кондона для переходов (1) (Gilmore и др., 1992). У состояния $B^3\Pi_g$ учитывались только 13 колебательных уровней, поскольку для $v' > 12$ наблюдается диссоциация молекулы (Полак и др., 1972). Константы скоростей гашения электронно-возбужденного $CO(a^3\Pi, v)$ на молекулярных газах атмосферы Тритона и Плутона при расчетах учитывались аналогично (Kirillov и др., 2017).

При расчетах профили концентраций молекулярного азота N_2 для атмосферы Тритона брались согласно (Krasnopolsky, Cruikshank, 1995), для атмосферы Плутона – согласно (Gladstone и др., 2016). Содержание метана CH_4 и угарного газа CO учитывалось для Тритона согласно (Strobel, Zhu, 2017), для Плутона согласно (Gladstone и др., 2016; Lellouch и др., 2017). Константы скоростей взаимодействия и продукты взаимодействия метастабильного азота $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ с молекулами метана CH_4 учитывались согласно (Неггон, 1999; Sharipov и др., 2016), а для столкновений с молекулами N_2 и CO – согласно (Kirillov, 2016).

Расчет колебательной населенности триплетных состояний молекулярного азота на различных высотах атмосфер Тритона и Плутона проведен при условии взаимодействия фотоэлектронов

с атмосферами планет (процессы (1)). При расчетах расстояние от Тритона до Солнца полагалось $R_{\text{Trit-S}} = 30$ а. е., а от Плутона до Солнца рассмотрен случай перигелия, т.е. $R_{\text{Pl-S}} = 30$ а. е. Распределение фотоэлектронов по энергии в атмосфере молекулярного азота в зависимости от проходимой массы N_2 учитывались согласно (Campbell и др., 2010), представленных для верхней атмосферы Титана. Кроме того, было учтено, что расстояние от Титана до Солнца $R_{\text{Tit-S}} = 9.5$ а. е., поэтому для распределения фотоэлектронов по энергии проводилась перенормировка с учетом расстояния до планет.

Результаты расчетов колебательных населенностей для метастабильного угарного газа $CO(a^3\Pi, v = 0-10)$ в атмосферах Тритона (170 и 320 км) и Плутона (420 и 660 км) представлены на рис. 3 и 4, соответственно. Здесь приведены вклады процесса переноса электронного возбуждения при молекулярных столкновениях (10), а также процесса прямого возбуждения фотоэлектронами (11).

Как видно из приведенных рисунков, с ростом плотности атмосфер данных планет возрастает роль межмолекулярных процессов переноса энергии (10) в электронном возбуждении молекул угарного газа. Для нижних рассмотренных высот (170 км у Тритона, 420 км у Плутона) вклад процессов (10) превышает вклад процесса прямого возбуждения фотоэлектронами (11) для колебательных уровней $v' \leq 4$ состояния $a^3\Pi$. Как известно, электронно-возбужденная молекула $CO(a^3\Pi)$ излучает полосы Камерона ультрафиолетового диапазона (спонтанные переходы $a^3\Pi, v' \rightarrow X^1\Sigma^+, v''$) (Хьюбер, Герцберг, 1984). Поэтому данные процессы межмолекулярного переноса энергии электронного возбуждения (10) сказываются в формировании поля излучения верхних атмосфер планет во время прохождения потоков фотоэлектронов.

Более того, при спонтанных излучательных переходах $a^3\Pi, v' \rightarrow X^1\Sigma^+, v''$ происходит образование колебательно-возбужденных молекул $CO(X^1\Sigma^+, v > 0)$, которые излучают в инфракрасных полосах 4.7 и 2.3 мкм (Lopez-Valverde и др., 2005). Поэтому при исследовании спектра излучения верхних атмосфер Титана, Тритона и Плутона при образовании фотоэлектронов в результате фотоионизации на освещенной Солнцем стороне необходимо учитывать как процессы прямого электронного возбуждения высокоэнергичными электронами (11), так и межмолекулярные процессы переноса энергии (10).

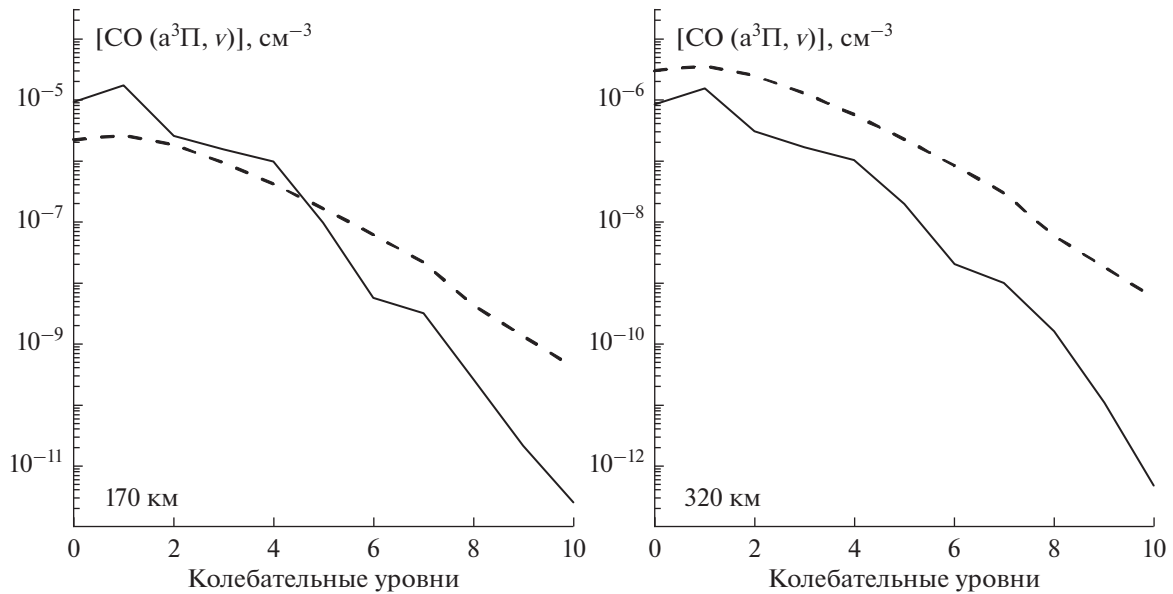


Рис. 3. Вклады процессов (10) (сплошная линия) и (11) (пунктирная линия) в образовании $\text{CO}(\text{a}^3\Pi, v=0-10)$ в верхней атмосфере Тритона на высотах 170 и 320 км.

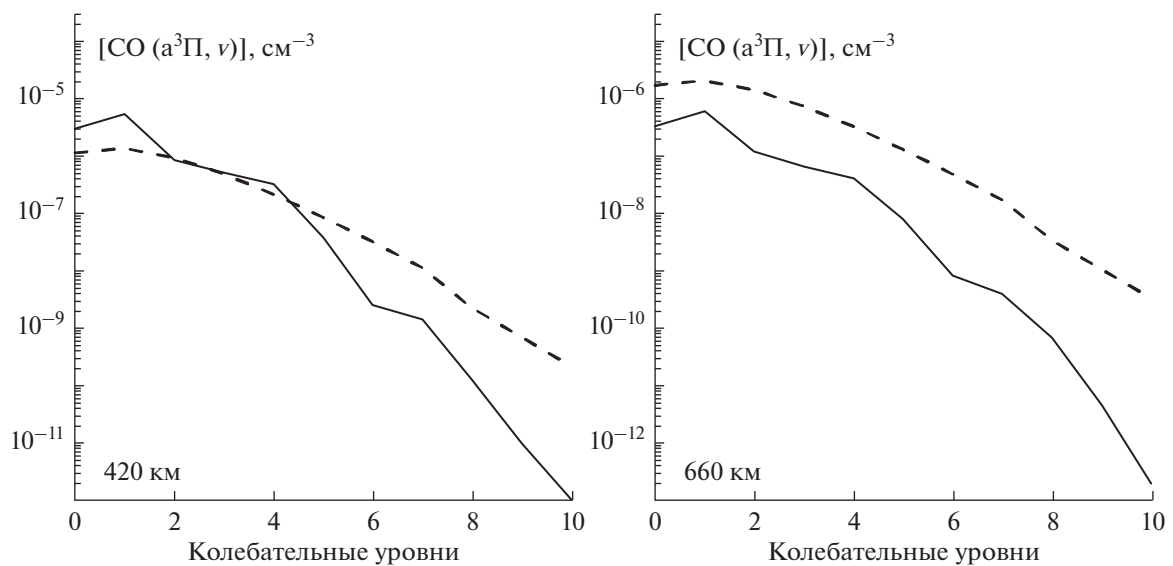


Рис. 4. Вклады процессов (10) (сплошная линия) и (11) (пунктирная линия) в образовании $\text{CO}(\text{a}^3\Pi, v=0-10)$ в верхней атмосфере Плутона на высотах 420 и 660 км.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наличие теоретически рассчитанных констант скоростей неупругого столкновения электронно-возбужденного молекулярного азота (Кириллов, Аладьев, 1998; Kirillov, 1998; 2010; 2016) с различными атмосферными газами позволяет исследовать роль процессов переноса энергии возбуждения с молекул N_2 на другие газы. Исследование роли метастабильного молекулярного азота $\text{N}_2(\text{A}^3\Sigma_u^+)$ в электронной кинетике атмосфер

Земли (смесь газов $\text{N}_2\text{--O}_2\text{--O}$) и Титана, Тритона, Плутона (смесь газов $\text{N}_2\text{--CH}_4\text{--CO}$) дало следующие результаты.

1. В авроральной ионосфере Земли при взаимодействии $\text{N}_2(\text{A}^3\Sigma_u^+)$ с атомарным кислородом $\text{O}(^3\text{P})$ эффективно протекает процесс переноса электронного возбуждения (7) с образованием $\text{O}(^1\text{S})$ и свечением зеленой линии. При этом основной вклад в процесс (7) вносит нулевой колебательный уровень метастабильного молекуляр-

ного азота $N_2(A^3\Sigma_u^+)$. Кроме того, на высотах высокоширотной нижней термосферы и мезосферы необходимо учитывать вклад межмолекулярного процесса обмена энергией (8) в возбуждение высоких колебательных уровней синглетных состояний $a^1\Delta_g$, $b^1\Sigma_u^+$, поскольку он оказывается значительно выше, чем вклад прямого возбуждения высокоэнергичными электронами (9).

2. В атмосферах Титана, Тритона, Плутона метастабильный молекулярный азот $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ образуется в результате взаимодействия фотоэлектронов с основной газовой составляющей атмосфер N_2 . В дальнейшем в результате процессов межмолекулярного переноса энергии электронного возбуждения (10) образуется CO ($a^3\Pi$), который излучает полосы Камерона ультрафиолетового диапазона. Расчеты показали, что с ростом плотности атмосфер данных планет возрастает роль межмолекулярных процессов обмена энергией (10) в электронном возбуждении молекул угарного газа, причем их вклад начинает превышать вклад прямого возбуждения фотоэлектронами (11).

Автор выражает огромную признательность профессору, д. ф.-м. н. Густаву Моисеевичу Шведу за ценные замечания при написании данной работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Андреев Е.А., Никитин Е.Е. Передача колебательной и электронной энергии при атомно-молекулярных столкновениях // Химия плазмы. 1976. Т. 3. С. 28–94.
- Кириллов А.С., Ягодкина О.И., Иванов В.Е., Воробьев В.Г. Механизмы возбуждения 1PG системы N_2 в полярных сияниях // Геомагнетизм и аэрономия. 1987. Т. 27. № 3. С. 419–427.
- Кириллов А.С., Аладьев Г.А. Роль реакции $N_2(A^3\Sigma_u^+, v) + O$ в свечении зеленой линии и колебательной кинетике молекулярного азота в высокоширотной верхней атмосфере // Космич. исслед. 1998. Т. 36. № 5. С. 451–457.
- Коновалов В.П. Деградиционный спектр электронов в азоте, кислороде и воздухе // Журн. техн. физики. 1993. Т. 63. № 3. С. 23–33.
- Коновалов В.П., Сон Э.Е. Деградиционные спектры электронов в газах // Химия плазмы. 1987. Т. 14. С. 194–227.
- Полак Л.С., Словецкий Д.И., Соколов А.С. Вероятности преддиссоциации и тушения колебательных уровней состояния $V^3\Pi_g$ молекулярного азота // Оптика и спектроскопия. 1972. Т. 32. № 3. С. 472–480.
- Русанов В.Д., Фридман А.А. Физика химически активной плазмы. М.: Наука, 1984. 416 с.
- Хьюбер К.-П., Герцберг Г. Константы двухатомных молекул. Т. 1. М.: Мир, 1984. 408 с.
- Bhardwaj A., Jain S.K. Production of N_2 Vegard–Kaplan and other triplet band emissions in the dayglow of Titan // Icarus. 2012. V. 218. № 2. P. 989–1005.
- Campbell L., Kato H., Brunger M.J., Bradshaw M.D. Electron-impact excitation heating rates in the atmosphere of Titan // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. A09320. <https://doi.org/10.1029/2010JA015482>
- De La Haye V., Waite J.H., Cravens T.E., Bougher S.W., Robertson I.P., Bell J.M. Heating Titan's upper atmosphere // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. A11314. <https://doi.org/10.1029/2008JA013078>
- Dreyer J.W., Perner D. Deactivation of $N_2(A^3\Sigma_u^+, v=0-7)$ by ground state nitrogen, ethane, and ethylene measured by kinetic absorption spectroscopy // J. Chem. Phys. 1973. V. 58. № 3. P. 1195–1201.
- Gilmore F.R., Laher R.R., Espy P.J. Franck-Condon factors, r-centroids, electronic transition moments, and Einstein coefficients for many nitrogen and oxygen band systems // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1992. V. 21. № 5. P. 1005–1107.
- Gladstone G.R., Stern S.A., Ennico K., Olkin C.B., Weaver H.A., Young L.A., Summers M.E., Strobel D.F., Hinson D.P., Kammer J.A., Parker A.H., Steffl A.J., Linscott I.R., Parker J.W., Cheng A.F., Slater D.C., Versteeg M.H., Greathouse T.K., 15 co-авторы. The atmosphere of Pluto as observed by New Horizons // Science. 2016. V. 351. № 6279. aad8866.
- Herron J.T. Evaluated chemical kinetics data for reactions of $N(^2D)$, $N(^2P)$, and $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ in the gas phase // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1999. V. 28. № 5. P. 1453–1483.
- Itikawa Y. Cross sections for electron collisions with nitrogen molecules // J. Phys. Chem. Ref. Data. 2006. V. 35. № 1. P. 31–53.
- Jain S.K., Bhardwaj A. Production of N_2 Vegard–Kaplan and Lyman-Birge-Hopfield emissions on Pluto // Icarus. 2015. V. 246. P. 285–290.
- Kirillov A.S. Application of Landau-Zener approximation in the calculations of rate coefficients of the reaction $N_2(A^3\Sigma_u^+, v) + O(^3P) \rightarrow N_2(X^1\Sigma_g^+, v') + O(^3P, ^1D, ^1S)$ // Conf. Proc. 24th Annual European Meeting by Optical Methods. 1998. ISBN 82-994583-0-7. P. 47–50.
- Kirillov A.S. Electronic kinetics of molecular nitrogen and molecular oxygen in high-latitude lower thermosphere and mesosphere // Ann. Geophys. 2010. V. 28. № 1. P. 181–192.
- Kirillov A.S. Intermolecular electron energy transfer processes in the collisions of $N_2(A^3\Sigma_u^+, v=0-10)$ with CO and N_2 molecules // Chem. Phys. Lett. 2016. V. 643. P. 131–136.
- Kirillov A.S., Werner R., Guineva V. The influence of metastable molecular nitrogen $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ on the electronic kinetics of CO molecules // Chem. Phys. Lett. 2017. V. 685. P. 95–102.
- Krasnopolsky V.A., Cruikshank D.P. Photochemistry of Triton's atmosphere and ionosphere // J. Geophys. Res. 1995. V. 100. № E10. P. 21271–21286. <https://doi.org/10.1029/95JE01904>
- Lavvas P., Yelle R.V., Heays A.N., Campbell L., Brunger M.J., Galand M., Vuitton V. N_2 state population in Titan's atmosphere // Icarus. 2015. V. 260. P. 29–59.

- Lellouch E., Gurwell M., Butler B., Fouchet T., Lavvas P., Strobel D.F., Sicardy B., Moullet A., Moreno R., Bockelee-Morvan D., Biver N., Young L., Lis D., Stansberry J., Stern A., Weaver H., Young E., Zhu X., Boissier J.* Detection of CO and HCN in Pluto's atmosphere with ALMA // *Icarus*. 2017. V. 286. P. 289–307.
- Lofthus A., Krupenie P.H.* The spectrum of molecular nitrogen // *J. Phys. Chem. Ref. Data*. 1977. V. 6. № 1. P. 113–307.
- Lopez-Valverde M.A., Lellouch E., Coustenis A.* Carbon monoxide fluorescence from Titan's atmosphere // *Icarus*. 2005. V. 175. № 2. P. 503–521.
- McDade I.C., Llewellyn E.J.* A comment on proposed mechanisms for the excitation of O (¹S) in the aurora // *Planet. and Space Sci.* 1984. V. 32. № 9. P. 1195–1198.
- Piper L.G., Caledonia G.E., Kennealy J.P.* Rate constants for deactivation of N₂(A) v' = 0.1 by O₂ // *J. Chem. Phys.* 1981. V. 74. № 5. P. 2888–2895.
- Piper L.G.* The excitation of O (¹S) in the reaction between N₂(A³Σ_u⁺) and O (³P) // *J. Chem. Phys.* 1982. V. 77. № 5. P. 2373–2377.
- Sharipov A.S., Loukhovitski B.I., Starik A.M.* Theoretical study of the reactions of methane and ethane with electronically excited N₂(A³Σ_u⁺) // *J. Phys. Chem. A*. 2016. V. 120. № 25. P. 4349–4359.
- Sharp W.E., Rees M.H., Stewart A.I.* Coordinated rocket and satellite measurements of an auroral event. 2. The rocket observations and analysis // *J. Geophys. Res.* 1979. V. 84. № A5. P. 1977–1985.
- Strobel D.F., Zhu X.* Comparative planetary nitrogen atmospheres: Density and thermal structures of Pluto and Triton // *Icarus*. 2017. V. 291. P. 55–64.