

В.Л. Дворцов, С.Г. Звенигородский

ФОТОДИССОЦИАЦИЯ ОПТИЧЕСКИ АКТИВНЫХ ГАЗОВ В МЕЗОСФЕРЕ И НИЖНЕЙ ТЕРМОСФЕРЕ

Рассмотрена фотодиссоциация как один из основных процессов, определяющих оптико-химические свойства атмосферы в диапазоне высот 50–120 км. Даны методические указания по вычислению констант фотолиза важнейших оптически активных газовых компонент атмосферы, обсуждаются факторы, влияющие на точность расчетных значений этих констант. Приведены параметризации, позволяющие в ряде случаев значительно упростить расчеты.

Введение

Фотодиссоциация, замыкая обратную связь в процессе взаимодействия оптического излучения со средой, играет исключительно важную роль в формировании оптических свойств атмосферы. Наиболее ярко влияние фотолиза проявляется в диапазоне высот 50–120 км, т.е. в верхней части средней атмосферы: мезосфере и нижней термосфере (в дальнейшем — «верхней атмосфере»).

В настоящем обзоре предпринята попытка систематического изложения современного состояния вопроса. Рассмотрены основные факторы, влияющие на точность расчетов констант фотодиссоциации, приведены параметризации, позволяющие значительно упростить эти расчеты. Представлены высотные профили констант фотолиза основных оптически активных газовых составляющих верхней атмосферы.

Общая характеристика оптических свойств верхней атмосферы. Основные соотношения

Вследствие малости рэлеевской оптической толщины прозрачность верхней атмосферы в спектральной области 120–200 нм, наиболее важной для фотодиссоциации большинства газов выше 50 км, определяется поглощением молекулярного кислорода. Для области 200–250 нм следует учитывать также поглощение O_3 в полосах Хартли.

Монохроматический поток солнечной радиации на высоте z атмосферы ($z > 50$ м) записывается в виде

$$F(\lambda, z) = F(\lambda, \infty) e^{-\tau(\lambda, z)}, \quad (1)$$

где $F(\lambda, \infty)$ — внеатмосферный поток; $\tau(\lambda, z)$ — оптическая толщина слоя атмосферы выше уровня z .

$$\tau(\lambda, z) = \tau_{O_2}(\lambda, z) \text{ при } 120 \leq \lambda < 200 \text{ нм}, \quad (2)$$

$$\tau(\lambda, z) = \tau_{O_2}(\lambda, z) + \tau_{O_3}(\lambda, z) \text{ при } 200 \leq \lambda < 250 \text{ нм}.$$

Оптическая толщина кислорода и озона определяется следующим образом:

$$\tau_{O_i}(\lambda, z) = \int_z^{\infty} \sigma(O_i, \lambda) n(O_i, z) \mu(\theta) dz, \quad (3)$$

где $\sigma(O_i, \lambda)$ — сечение поглощения кислорода ($i = 2$) либо озона ($i = 3$) в функции длины волны; $n(O_i, z)$ — счетная концентрация кислорода ($i = 2$) либо озона ($i = 3$) в функции высоты. При $\theta \leq 75^\circ$ $\mu(\theta) = 1/\cos\theta$; при $\theta > 75^\circ$ $\mu(\theta)$ представляется функцией Чепмена.

Выражение для константы реакции фотодиссоциации вида $XY + h\nu \rightarrow X + Y$ представляет собой свертку вида

$$J(XY, z) = \int_{\Delta\lambda} \sigma(XY, \lambda) q(\lambda) F(\lambda, z) d\lambda, \quad (4)$$

где $\Delta\lambda$ — спектральный интервал фотодиссоциации молекул XY ; $\sigma(XY, \lambda)$ — сечение поглощения молекул XY в функции длины волны; $q(\lambda)$ — квантовый выход реакции (вероятность реакции в расчете на один поглощенный квант); $F(\lambda, z)$ — поток диссоциирующего излучения с длиной волны λ на высоте z атмосферы, определяемый выражениями (1)–(3).

Следует отметить, что расчеты констант фотодиссоциации в соответствии с выражением (4) предполагают интегрирование с учетом тонкой структуры полос и линий поглощения.

Однако процедура полинейного (*line by line*) интегрирования неприемлема для практических расчетов в режиме многократного обращения к алгоритму вычисления характеристик фотолиза. Для таких расчетов обычно применяются различные параметризации, полученные на основании точного полинейного интегрирования с максимально возможным спектральным разрешением.

Методика расчетов констант фотодиссоциации, рассмотренная в настоящем обзоре, базируется на результатах [1–6]. Для участка $\Delta\lambda$ спектра поглощения сложной конфигурации вводятся эффективное пропускание $T_{O_2}(\Delta\lambda, z)$ и эффективная оптическая толщина $\tau_{O_2}(\Delta\lambda, z)$ кислорода слоя атмосферы выше уровня z , а также эффективное сечение поглощения $\sigma(XY, \Delta\lambda)$ диссоциирующего газа XY :

$$T_{O_2}(\Delta\lambda, z) = \int_{\Delta\lambda} \frac{F(\lambda, \infty)}{F(\Delta\lambda, \infty)} e^{-\tau_{O_2}(\lambda, z)} d\lambda; \quad (5)$$

$$\tau_{O_2}(\Delta\lambda, z) = -\ln T_{O_2}(\Delta\lambda, z); \quad (6)$$

$$\sigma(XY, \Delta\lambda) = \frac{\int_{\Delta\lambda} \sigma(XY, \lambda) q(\lambda) F(\lambda, \infty) e^{-\tau_{O_2}(\lambda, z)} d\lambda}{F(\Delta\lambda, \infty) T_{O_2}(\Delta\lambda, z)}, \quad (7)$$

где $F(\Delta\lambda, \infty)$ – суммарный внеатмосферный поток фотонов в спектральном интервале $\Delta\lambda$, а отношение $\frac{F(\lambda, \infty)}{F(\Delta\lambda, \infty)}$ характеризует конфигурацию спектра солнечного излучения в интервале $\Delta\lambda$.

Выражение для константы фотодиссоциации газа XY на уровне z атмосферы в рассматриваемом интервале длин волн в терминах эффективных параметров принимает традиционный вид

$$J(XY, z, \Delta\lambda) = \sigma(XY, \Delta\lambda) F(\Delta\lambda, \infty) \cdot e^{-\tau_{O_2}(\Delta\lambda, z)} e^{-\tau_{O_3}(\Delta\lambda, z)}, \quad (8)$$

где множитель $e^{-\tau_{O_3}(\Delta\lambda, z)}$ описывает поглощение озоном.

Существует также альтернативный способ введения эффективных параметров, используемый при значительной ширине $\Delta\lambda$ (например, $\Delta\lambda$ может включать всю систему полос Шумана–Рунге). В этом случае эффективные значения пропускания и оптической толщины кислорода и эффективные сечения поглощения диссоциирующего газа определяются выражениями:

$$T'_{O_2}(\Delta\lambda, z, XY) = \frac{\int_{\Delta\lambda} \sigma(XY, \lambda) q(\lambda) F(\lambda, \infty) e^{-\tau_{O_2}(\lambda, z)} d\lambda}{J(XY, \infty, \Delta\lambda)}; \quad (9)$$

$$\tau'_{O_2}(\Delta\lambda, z, XY) = -\ln T'_{O_2}(\Delta\lambda, z, XY); \quad (10)$$

$$\sigma'(XY, \Delta\lambda) = \frac{J(XY, \infty, \Delta\lambda)}{F(\Delta\lambda, \infty)}, \quad (11)$$

где

$$J(XY, \infty, \Delta\lambda) = \int_{\Delta\lambda} \sigma(XY, \lambda) q(\lambda) F(\lambda, \infty) d\lambda$$

есть константа фотодиссоциации газа XY при нулевой оптической толщине. Константа фотодиссоциации на уровне z находится по формуле (8), однако теперь эффективные пропускание и оптическая толщина кислорода будут различны для разных компонент XY .

Использование современных спектроскопических данных о тонкой структуре линий [7–9] позволяет получить с помощью соотношений (5)–(11) ряд простых аналитических выражений для констант фотолиза различных газов (см. таблицу), удобных для практических вычислений в задачах моделирования газового состава и оптических свойств верхней атмосферы.

Отметим, что применение подобных параметризаций наряду с повышением достоверности спектроскопической информации значительно изменило современные оценки значений констант фотолиза в мезосфере по сравнению с оценками 10–15-летней давности.

Т а б л и ц а

Основные каналы фотолиза в диапазоне высот 50—120 км* по [1—3, 5, 9, 11, 15, 16]

Газ XU	Каналы фотолиза $XU+h\nu\rightarrow$	Область фотодиссо- циации, нм $\Delta\lambda$	Константы фотодиссоциации				Примечания
			при нулевой оптической толщине $J(XU, \infty, \Delta\lambda), \text{с}^{-1}$	на уровне z атмосферы			
				$J(XU, z, \Delta\lambda), \text{с}^{-1}$	пределы применимости параметризации $N, \text{см}^{-2}$	точность**, %, не хуже	
1	2	3	4	5	6	7	8
O_2	$O(^3P)+O(^1D)$	121,6 (линия Лайман- α (L_α))	$2,91 \cdot 10^{-9} \cdot q$	$2,91 \cdot 10^{-9} \cdot q \cdot \exp(-10^{-20} N)$ $3,35 \cdot 10^{-7} \cdot q$ $N^{0,1175} \cdot \exp(-\tau_{L_\alpha})$	$<10^{19}$ $10^{19}-10^{22}$	± 3 ± 3	При $T=230$ К (см. рис. 4)
		137—183 (континуум Шумана-Рунге (КШР))	$2 \cdot 10^{-6}$	(см. рис. 1)			
	$O(^3P)+O(^3P)$	175—204 (полосы Шумана- Рунге (ПШР))	$1,1 \cdot 10^{-7}$	$1,1 \cdot 10^{-7} \cdot \exp(-1,97 \cdot 10^{-10} N^{0,522})$ $1,45 \cdot 10^8 N^{-0,83}$	$<10^{19}$ $10^{19}-10^{22}$	± 10 ± 15	При низкой солнечной активности
	185—242 (континуум Герцберга)	10^{-9}	(см. рис. 1)				
O_3	$O_2+O(^1D)$	200—310 (полоса Хартли)	$9,5 \cdot 10^{-3}$	(см. рис. 2)			
	$O_2+O(^3P)$	310—350 (полоса Хаггинса)	$1,2 \cdot 10^{-4}$	—»—			
		450—800 (полоса Шапюи)	$4,4 \cdot 10^{-4}$	—»—			
H_2O	$OH+H$ (78%) $O(^1D)+H_2$ (10%) $O(^3P)+2H$ (12%)	121,6 (L_α)	$5,7 \cdot 10^{-6} \cdot q$	$5,7 \cdot 10^{-6} \cdot q \cdot \exp(-\tau_{L_\alpha})$	$10^{19}-10^{22}$	± 3	При $T=230$ К (см. рис. 4)

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5	6	7	8
	OH+H (99%) O(¹ D)+H ₂ (1%) OH+H	137—183 (КШР) 175—204 (ПШР)	(3—6) · 10 ⁻⁶ (1,2—1,4) · 10 ⁻⁶	(см. рис. 2) $J(\text{H}_2\text{O}, \infty, \text{ПШР}) \exp(-10^{-7} N^{0,35})$	10 ¹⁹ —10 ²²	±10	В зависимости от уровня солнечной активности
CH ₄	CH ₂ +H ₂ (90%) CH+H ₂ +H (10%)	121,6 (<i>L_α</i>)	5,55 · 10 ⁻⁶ · <i>q</i>	5,55 · 10 ⁻⁶ · <i>q</i> exp(-τ _{L_α})	10 ¹⁹ —10 ²²	±3	При <i>T</i> =230 К (см. рис. 4)
CO ₂	CO+O(¹ D) CO+O(¹ D, ³ P)	121,6 (<i>L_α</i>) 137—183 (КШР)	2,2 · 10 ⁻⁸ · <i>q</i> 9,28 · 10 ⁻⁸	2,2 · 10 ⁻⁸ · <i>q</i> exp(-τ _{L_α}) (см. рис. 2)	10 ¹⁹ —10 ²²	±3	При <i>T</i> =230 К (см. рис. 4)
	CO+O(³ P)	175—204 (ПШР)	1,9 · 10 ⁻⁹	(см. рис. 2)			При <i>T</i> =300 К
NO	N+O	190,9 (полоса δ (0—0)) 182,7 (полоса δ (1—0)) суммарный эффект	(2,015±0,075) · 10 ⁻⁶ (2,7±0,3) · 10 ⁻⁶ (4,75±0,40) · 10 ⁻⁶	 $J(\text{NO}, \infty) \cdot \exp(-1,5 \cdot 10^{-20} N)$ $J(\text{NO}, \infty) \exp(10^{-8} N^{0,38})$	 <2 · 10 ¹⁹ 2 · 10 ¹⁹ —10 ²²	 ±10 ±70	При <i>T</i> =(225±±50) К —»— —»— Без учета температурных эффектов

* $N=N_{\text{O}_2}(z)$ — число молекул O₂ в столбе атмосферы выше уровня *z* (с учетом зенитного угла Солнца); $q=1+0,2 \left[\frac{F_{10,7}-65}{100} \right]$ — выражение, предложенное в [17], для описания вариаций интенсивности линии Лайман-α в течение солнечного цикла. $F_{10,7}$ — поток излучения для λ=10,7 см (в ед. 10⁻²² Вт · м⁻² · Гц⁻¹), изменяющийся примерно от 65 до 360 Вт · м⁻² · Гц⁻¹ от минимума к максимуму солнечной активности; τ_{L_α}=2,115 · 10⁻¹⁸ · N^{0,3855} — эффективная оптическая толщина атмосферы для линии Лайман-α.

** Без учета погрешности экспериментальных данных.

Фотодиссоциация

Аэрономически существенные реакции фотодиссоциации, а также значения констант фотолиза при нулевой оптической толщине и параметризации для расчета констант при погружении до уровня z в атмосферу приведены в таблице. Соответствующие высотные профили констант фотодиссоциации при максимуме солнечной активности показаны на рис. 1, 2.

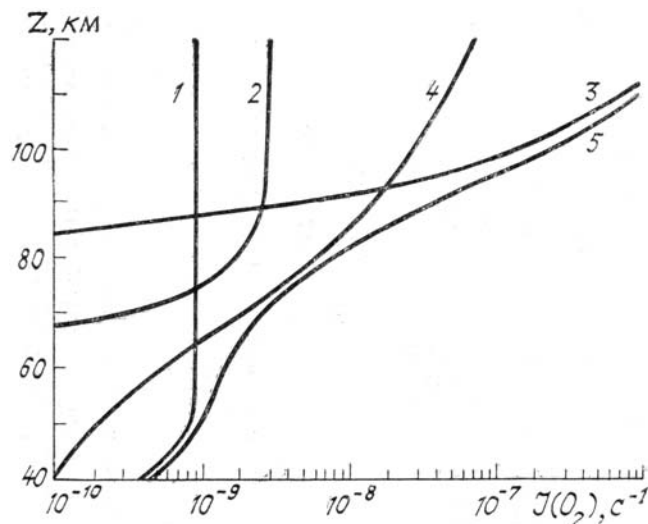


Рис. 1. Вклад различных частей спектра в фотодиссоциацию O_2 в зависимости от высоты (Солнце в зените) [11]: 1 – континуум Герцберга; 2 – линия Лайман- α ; 3 – континуум Шумана–Рунге; 4 – полосы Шумана–Рунге; 5 – сумма вкладов 1–4

С точки зрения формирования оптико-химических свойств верхней атмосферы наибольший интерес представляет фотодиссоциация O_2 по следующим причинам:

1. Поглощение O_2 определяет зависимость потоков диссоциирующего излучения от высоты;
2. Продукты фотолиза O_2 (атомы кислорода в основном 3P и возбужденном 1D состояниях), являясь сильными окислителями, играют существенную роль в химии верхней атмосферы.

Область фотодиссоциации O_2 лежит в пределах 100–250 нм. Высотные профили констант фотолиза O_2 для различных спектральных интервалов приведены на рис. 1, из которого видно, что наибольшего внимания заслуживает фотодиссоциация молекулярного кислорода в полосах Шумана–Рунге.

Вклад этой части спектра в фотолиз O_2 существен во всей верхней атмосфере, особенно в диапазоне высот от 64 до 94 км.

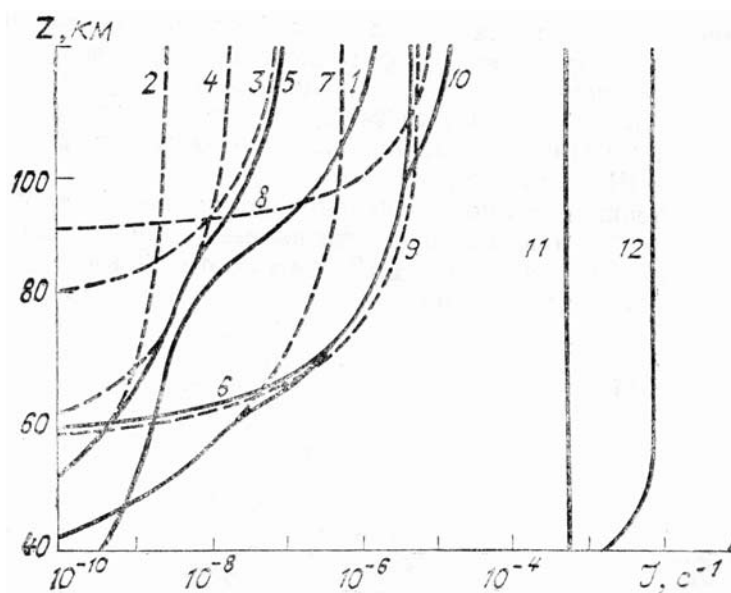


Рис. 2. Константы фотодиссоциации для некоторых оптически активных компонент верхней атмосферы (Солнце в зените) по [2, 10] и расчетам авторов: 1 – O_2 ; 2 – CO_2 (1P); 3 – CO_2 (3P); 4 – CO_2 (L_a); 5 – CO_2 (суммарный вклад 2–4); 6 – CH_4 ; 7 – H_2O (1P); 8 – H_2O (3P); 9 – H_2O (L_a); 10 – H_2O (суммарный вклад 7–9); 11 – O_3 (3P); 12 – O_3 (1D)

Точные расчеты функций пропускания и констант фотодиссоциации O_2 в полосах Шумана-Рунге главным образом затрудняются существующей неопределенностью значений сечения поглощения кислорода в этом спектральном интервале, связанной со сложностью экспериментального определения точных значений силы осцилляторов и преддиссоциативной ширины вращательных линий [10].

На рис. 3 показано влияние неопределенности значений сечений поглощения O_2 на точность расчета функций пропускания. Видно, что чувствительность функции пропускания к изменению экспериментальных данных о сечении поглощения кислорода в пределах погрешности экспоненциально возрастает с уменьшением высоты, однако этот эффект проявляется тем слабее, чем более длинноволновую группу полос мы рассматриваем. Согласно [11] в интервале 180,18–178,57 нм ($55500–56000\text{ см}^{-1}$) разброс значений функции пропускания, определяемый дисперсией сечения поглощения кислорода, на высоте 50 км достигает $\pm 50\%$ (см. рис. 3), тогда как в интервале 196,08–194,17 нм ($51000–51500\text{ см}^{-1}$) не превышает $\pm 1\%$. Это объясняется большей прозрачностью атмосферы в области больших длин волн полос Шумана–Рунге.

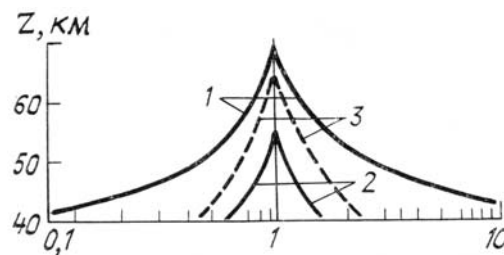


Рис. 3. Неопределенность функций пропускания для различных групп полос Шумана–Рунге ($1 - \nu = 55500–56000\text{ см}^{-1}$; $2 - \nu = 51000–51500\text{ см}^{-1}$) и констант фотодиссоциации водяного пара в полосах Шумана–Рунге (3) вследствие неточности современных значений сечения поглощения кислорода в зависимости от высоты (Солнце в зените) по данным [11, 14]. По оси абсцисс отложено отношение функций пропускания и констант фотолиза H_2O , рассчитанных при крайних значениях сечения поглощения кислорода $\sigma_0 - \Delta\sigma$ и $\sigma_0 + \Delta\sigma$ к соответствующим величинам при оптимальном значении σ_0 , где $\sigma = \sigma_0 \pm \Delta\sigma$ – сечение поглощения O_2 по данным [7, 8]

По сравнению с функцией пропускания константы фотодиссоциации O_2 менее чувствительны к неопределенности сечений поглощения. Из формулы (4) следует, что малая вариация сечения поглощения кислорода вызывает соответствующее изменение константы фотодиссоциации, определяемое в расчете на единицу длины волны выражением [11].

$$\frac{\Delta J(O_2, z, \lambda)}{J(O_2, z, \lambda)} = \{1 - \tau_{O_2}(\lambda, z)\} \frac{\Delta\sigma(O_2, \lambda)}{\sigma(O_2, \lambda)}. \quad (12)$$

Таким образом, при оптической толщине, близкой к 1, малые погрешности значений сечения поглощения не влияют на величину констант фотодиссоциации, тогда как при малой оптической толщине относительная погрешность констант фотодиссоциации равна относительной погрешности сечений поглощения. Лишь в том случае, когда оптическая толщина велика ($\tau_{O_2}(\lambda, z) \gg 1$), малые погрешности сечения поглощения существенно влияют на значения констант фотодиссоциации O_2 в полосах Шумана–Рунге.

Например, неопределенность значения константы фотолиза O_2 , определяемая погрешностью сечения поглощения кислорода, согласно результатам [11] не превышает $\pm 1\%$ на высоте 90 км и $\pm 5\%$ ниже 60 км (Солнце в зените).

Однако, как указывается в [11], использование устаревших экспериментальных данных может привести к значительным ошибкам при расчете констант фотолиза O_2 . Так, в области стратосферы константа фотолиза O_2 , соответствующая современным значениям сечения поглощения кислорода [7], в 1,5 раза превышает результат работы [12], полученный при использовании данных 1970 г. [13].

Температурный эффект можно рассматривать как отклик на возмущение сечения поглощения кислорода, и для него справедливы все соображения, изложенные выше. Вблизи стратосферы это возмущение мало и поэтому практически не влияет на значения констант фотодиссоциации. В верхней мезосфере и термосфере температурный эффект также несуществен, поскольку оптическая толщина атмосферы в полосах Шумана–Рунге на этих высотах пренебрежимо мала. Таким образом, при расчете констант фотодиссоциации в верхней атмосфере зависимостью сечений поглощения кислорода от температуры можно пренебречь и пользоваться их значениями для $T = 230\text{ К}$.

Следует отметить, что при расчете констант фотолиза H_2O в полосах Шумана–Рунге неопределенность значений сечения поглощения O_2 сказывается значительно сильнее.

Дело в том, что в спектральном интервале 175–200 нм сечение поглощения H_2O резко уменьшается с увеличением длины волны: разница между крайними значениями составляет четыре порядка.

Таким образом, основной вклад в фотолиз H_2O вносят полосы, для которых чувствительность функций пропускания к малым вариантам сечения поглощения кислорода максимальна (см. рис. 3). На рис. 3 показаны пределы неопределенности констант фотодиссоциации H_2O , определяемые погрешностью современных значений сечения поглощения кислорода, в зависимости от высоты. Согласно [14] для высот 68, 58 и 52 км эта неопределенность составляет ± 10 , ± 20 и $\pm 30\%$ соответственно. Из тех же соображений следует, что для фотолиза H_2O существенна температурная зависимость сечений поглощения O_2 .

Согласно результатам расчетов, представленных на рис. 1, фотодиссоциация O_2 в слоях атмосферы выше 90 км идет преимущественно при поглощении квантов в континууме Шумана–Рунге. Ввиду сильного поглощения в этом спектральном диапазоне ($G \sim 10^{-17} \text{ см}^2$) константа фотодиссоциации молекулярного кислорода в континууме Шумана–Рунге быстро убывает по мере погружения в атмосферу от $2 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ на верхней границе до 10^{-10} с^{-1} на высоте 85 км при положении Солнца в зените [15].

Выше 75 км существенный вклад в фотодиссоциацию O_2 дает солнечная линия Лайман- α ($\lambda = 121,6 \text{ нм}$).

Отметим, что в большинстве работ при расчете констант фотодиссоциации O_2 и функций пропускания в спектральном интервале линии Лайман- α структура линии не учитывается, а сечение поглощения O_2 считается постоянным по всей ширине линии. Однако, как показано в [2], такое упрощение в случаях, когда оптическая толщина кислорода не слишком мала ($N_{\text{O}_2}(z) > 10^{20} \text{ см}^{-2}$), ведет к четырехкратному занижению значений функции пропускания и к соответствующим ошибкам при расчете констант фотодиссоциации в линии Лайман- α .

Для того чтобы избежать таких ошибок, константы фотодиссоциации и функции пропускания в линии Лайман- α следует вычислять с использованием эффективных значений сечений поглощения и оптической толщины кислорода (см. таблицу).

Точные расчеты показывают, что повышение температуры вызывает увеличение значений констант фотолиза при $N_{\text{O}_2}(z) < 10^{20} \text{ см}^{-2}$ и их уменьшение при $N_{\text{O}_2}(z) > 10^{20} \text{ см}^{-2}$ [2].

Температурный эффект может быть учтен с помощью рис. 4. При уменьшении температуры на 10 К увеличение значения $J(\text{O}_2, L_\alpha, z)$ составляет 15% для $N_{\text{O}_2}(z) = 10^{21} \text{ см}^{-2}$ и всего 1% для $N_{\text{O}_2}(z) = 2,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$. Для $N_{\text{O}_2}(z) = 10^{20} \text{ см}^{-2}$ температурный эффект отсутствует, а при дальнейшем уменьшении оптической толщины меняет знак.

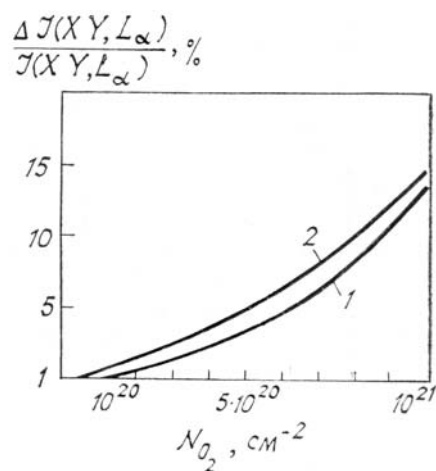


Рис. 4. Влияние температуры на значения констант фотодиссоциации в линии Лайман- α [2]: 1 – O_2 ; 2 – H_2O , CO_2 , CH_4 , $\Delta J(XY, L_\alpha)$ соответствует понижению температуры на 10 К относительно $T = 230 \text{ К}$

Вклад континуума Герцберга (185–242 нм) в фотолиз O_2 в термосфере и мезосфере незначителен. Он становится существенным лишь ниже стратосферы (рис. 1), поскольку сечение поглощения кислорода в этом спектральном диапазоне не превышает $1,5 \cdot 10^{-23} \text{ см}^2$. Большой разброс экспериментальных значений сечения поглощения O_2 , по данным разных авторов, особенно в области больших длин волн, затрудняет точное определение констант фотодиссоциации в этом спектральном диапазоне [10].

1. Nicolet M., Petermans W. // Planet. Space Sci. 1980. V. 28. №1. P. 85
2. Nicolet M. // Planet. Space Sci. 1985. V. 33. №1. P. 69.
3. Nicolet M. // Planet. Space Sci. 1984. V. 32. №7. P. 871.
4. Nicolet M. The Chemical Equation of Stratospheric and Mesospheric Ozone. Proceedings of NATO Advanced Study Institute of Atmospheric Ozone (Portugal), ed. by US Dept. of Transportation, FAA, Washington, D. C, USA. Report № FAA-EE-80-20. 1980.
5. Nicolet M., Cieslik S. // Planet. Space Sci. 1980. V. 28. №1. P. 105

6. Nicolet M. // *Geophys. Res. Lett.* 1979. V. 6. P. 866.
7. Frederick J. E., Hudson R. P. // *J. Mol. Spectros.* 1979. V. 74. P. 247.
8. Зуев В. Е., Макушкин Ю. С., Пономарев Ю. Н. Спектроскопия атмосферы. Сер. Современные проблемы атмосферной оптики. Т. 3. Л.: Гидрометеоиздат. 1987. 368 с.
9. Shimazaki T. // *J. Atm. Terr. Phys.* 1984. V. 46. №2. P. 172.
10. Брасье Г., Соломон С. Аэрономия средней атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат. 1987. 412 с.
11. Frederick J. E., Hudson R. D. // *J. Atm. Sci.* 1980. V. 37. P. 1088.
12. Park J. H. // *J. Atm. Sci.* 1974. V. 31. №8. P. 1893.
13. Ackerman M., Viaume F., Kockarts G. // *Planet. Space Sci.* 1970. V. 18. №12. P. 1639.
14. Frederick J. E., Hudson R. P. // *J. Atm. Sci.* 1980. V. 37. P. 1108.
15. Ackerman M. // *Planet. Space Sci.* 1983. V. 31. №8. P. 977.
16. Окабэ Х. Фотохимия малых молекул. М.: Мир. 1966. 437 с.
17. Bossy L. // *Planet. Space Sci.* 1983. V. 31. №8. P. 977.

Ленинградский гидрометеорологический институт

Поступила в редакцию
10 июня 1988 г.

V. L. Dvortsov, S. G. Zvenigorodsky. **Optically Active Trace Gas Photodissociation in Mesosphere and Lower Thermosphere.**

Optically active trace gas photodissociation in the 50–120 altitude range is considered. Methodical aspects of the photodissociation rate computations for a number of atmospheric constituents are discussed. The factors affecting the calculation accuracy are examined and certain simplifying parametrizations proposed.