

03; 04

© 1991 г.

## КИНЕТИКА ПРЕДПРОБОЙНЫХ ЯВЛЕНИЙ В АТМОСФЕРНОМ ВОЗДУХЕ

А. В. Елецкий, Б. М. Смирнов

Рассмотрены элементарные процессы, протекающие в атмосферном воздухе с участием озона и приводящие к электрическому пробую. Показано, что при наличии электрического тока процессы с участием заряженных частиц ведут к накоплению озона, а это в свою очередь увеличивает равновесную плотность электронов. Эти процессы, видимо, ответственны за снижение пробойных электрических полей при грозových явлениях.

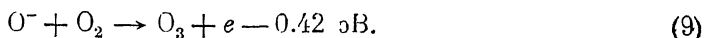
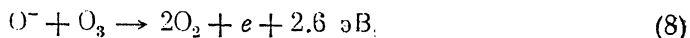
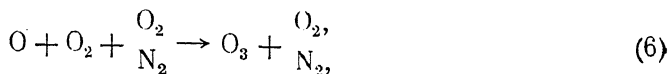
Электрический пробой в электроотрицательном газе, подвергнутом воздействию электрического поля, возможен при условии, когда скорость ионизации молекул газа электронным ударом сравнивается со скоростью образования отрицательных ионов в результате прилипания электронов к молекуле. Дальнейшее увеличение напряженности электрического поля вызывает лавинообразное размножение электронов, т. е. электрический пробой газа. Известно, что пробой сухого воздуха в длинном промежутке при атмосферном давлении и  $T=293$  К происходит при напряженности электрического поля  $\approx 25.5$  кВ/см ( $E/N=90$  Тд) [1]. Однако электрический пробой атмосферы в естественных условиях (молния) возникает при существенно (в 3—5 раз) меньших напряженностях электрического поля. Среди различных механизмов, [2—5] вызывающих снижение электрической прочности воздуха, значительный интерес представляет механизм, связанный с наработкой озона в электризованной атмосфере [5].

Согласно этому механизму, под действием электрического поля в атмосфере происходит диссоциация молекул кислорода электронным ударом, сопровождающаяся образованием озона. Вклад озона в процесс разрушения отрицательных ионов кислорода снижает эффективную скорость образования отрицательных ионов. Поэтому накопление озона в атмосфере влияет на ее электрическую прочность, снижая пробойное напряжение воздуха. Эти проблемы анализируются в данной работе.

Следует отметить, что последовательный анализ требует детальной информации о зависимостях констант ионизации и прилипания в воздухе от напряженности электрического поля. Для интересующих нас условий, когда указанные процессы конкурируют между собой, имеющаяся информация носит противоречивый характер, что связано с различными условиями измерения упомянутых констант. Для преодоления указанного противоречия в данной работе использован специальный подход, позволяющий получить надежный результат.

При анализе рассматриваемого явления будем учитывать следующие процессы:





С учетом этих процессов представим уравнение баланса для плотности электронов  $N_e$  и отрицательных ионов  $N_-$  в следующем виде:

$$\frac{dN_e}{dt} = (\nu_1 - \nu_2) N_e - \alpha_4 N_e N_+ + k_3 N_- [\text{O}_3] + k_9 N_- [\text{O}_2],$$

$$\frac{dN_-}{dt} = \nu_2 N_e - \alpha_3 N_- N_+ - k_8 N_- [\text{O}_3] - k_9 N_- [\text{O}_2]. \quad (10)$$

Здесь индекс обозначает константу или частоту процессов, перечисленных выше,  $[X]$  — плотность атомных частиц сорта  $X$ . Мы рассматриваем предпробойные условия, когда характерные времена измерения параметров  $N_e$ ,  $N_-$  значительно превышают характерные времена рассматриваемых элементарных процессов. Это позволяет анализировать квазистационарные решения уравнений (10), соответствующие равенству нулю правых частей. Кроме того, нас интересует типичный для электроотрицательного газа случай  $N_e \ll N_-$ , что позволяет пренебречь процессом электрон-ионной рекомбинации (4) по сравнению с процессом ион-ионной рекомбинации (3), а также представить условие квазинейтральности в виде  $N_+ = N_-$ . С учетом сказанного решения системы (10) имеют вид

$$N_- = \frac{(\nu_8 + \nu_9) \nu_1}{(\nu_2 - \nu_1) \alpha_3}; \quad N_e = \frac{(\nu_8 + \nu_9)^2 \cdot \nu_1}{(\nu_2 - \nu_1)^2 \alpha_3}. \quad (11)$$

Выражения (11) подтверждают тот факт, что условием электрического пробоя в воздухе является равенство частот ионизации и прилипания ( $\nu_1 = \nu_2$ ). Однако наличие процессов разрушения отрицательных ионов (8), (9) приводит к появлению в воздухе свободных электронов, вызывающих диссоциацию воздуха с последующим накоплением озона, что в свою очередь ускоряет разрушение отрицательных ионов и приводит к нарастанию плотности свободных электронов. Время накопления озона обратно пропорционально плотности электронов, поэтому на начальной стадии предпробойной кинетики, когда  $N_e$  невелика, накопление озона происходит гораздо медленнее, чем установление квазистационарных значений  $N_e$  и  $N_-$ . В такой ситуации концентрация озона может рассматриваться как медленно меняющийся параметр, измерение которого может изменить характер решений (11). При некоторых условиях такое изменение может носить характер неустойчивости. Рассмотрим это подробнее.

Кинетика накопления озона в атмосфере описывается системой уравнений

$$\frac{d[\text{O}]}{dt} = k_5 N_e [\text{O}_2] - k_6^{\text{O}_2} [\text{O}] [\text{O}_2]^2 - k_6^{\text{N}_2} [\text{O}] [\text{O}_2] [\text{N}_2],$$

$$\frac{d[\text{O}_3]}{dt} = k_6^{\text{O}_2} [\text{O}] [\text{O}_2]^2 + k_6^{\text{N}_2} [\text{O}] [\text{O}_2] [\text{N}_2] - k_7 [\text{O}] [\text{O}_3]. \quad (12)$$

Характерное время установления квазистационарного решения первого из уравнений (12)  $\tau \sim (k_6 [\text{O}_2]^2)^{-1} \sim 10^{-8}$  с, что значительно меньше времени,

характеризующего второе уравнение (12). Соответствующее этому времени квазистационарное значение плотности озона

$$[O_3]_{\max} = \frac{[O_2]}{k_7} \{k_6^{O_2}[O_2] + k_6^{N_2}[N_2]\}. \quad (13)$$

Так, в атмосферном воздухе при  $T=300$  К указанное значение составляет  $9 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup> [6]. Это значение устанавливается за время, зависящее от плотности электронов  $N_e$ , и для рассматриваемых здесь условий, когда  $N_e$  мало, значительно превышает оцененное выше значение  $\tau$ . Обычно за эти времена вступают в действие другие механизмы уничтожения озона (например, конвективный вынос из рассматриваемого объема), поэтому указанные квазистационарные значения (13) в реальных условиях не достигаются. Это позволяет, ограничившись малыми временами, когда  $[O_3] \ll [O_3]_{\max}$ , рассматривать только начальную стадию кинетики накопления озона, которая описывается уравнением

$$\frac{d [O_3]}{dt} = k_3 N_e [O_2]. \quad (14)$$

Решение этого уравнения

$$[O_3] = v_{\text{дис}} \int_0^t N_e dt' \quad (15)$$

( $v_{\text{дис}} = [O_2] k_5$  — частота диссоциации в расчете на один электрон) при малых значениях  $N_e$  медленно меняется со временем, поэтому анализ выражений (11) можно проводить для фиксированных значений  $[O_3]$ .

Результаты конкретного расчета в решающей степени зависят от правильного выбора констант элементарных процессов. Некоторые из них известны с достаточной степенью надежности. Так, согласно измерениям [7],  $k_3 = (3 \pm \pm 1) \cdot 10^{-10}$  см<sup>3</sup>/с. Это значение несколько ниже константы скорости поляризацонного захвата иона  $O^-$  молекулой озона, равной  $1.2 \cdot 10^{-9}$  см<sup>3</sup>/с.

Константа скорости рекомбинации положительных и отрицательных ионов в атмосфере составляет  $k_3 \approx 2 \cdot 10^{-6}$  см<sup>3</sup>/с [8].

Константа скорости эндотермического процесса (9) должна резко зависеть от отношения  $E/N$ . Для нахождения этой зависимости воспользуемся результатом измерения сечения данного процесса [9] при энергии соударения 5 эВ. Используя линейную аппроксимацию энергетической зависимости сечения в пороговой области с учетом результата цитированного эксперимента  $d\sigma/d\varepsilon = 2.2 \cdot 10^{-17}$  см<sup>2</sup> эВ, а также максвелловскую аппроксимацию функции распределения ионов  $O^-$ , движущихся в воздухе под действием электрического поля (температура, характеризующая это распределение, выражается известным соотношением [10])

$$T_i = T_2 + \frac{Mw^2}{2},$$

где  $T_2$  — температура газа;  $M$  — суммарная масса отрицательного иона и молекулы кислорода;  $w$  — дрейфовая скорость  $O^-$  в воздухе, зависящая от напряженности электрического поля), представим энергетическую зависимость  $k_3$  в виде

$$k_3 = \sqrt{\frac{8T_i}{\pi\mu}} \frac{d\sigma}{d\varepsilon} \varepsilon_0 \exp\left(-\frac{\varepsilon_0}{T_i}\right). \quad (16)$$

Здесь  $\varepsilon_0 = 0.42$  эВ — пороговая энергия процесса (9),  $\mu$  — приведенная масса иона  $O^-$  и молекулы  $O_2$ . В отсутствие электрического поля, согласно формуле (16),  $k_3 = 9 \cdot 10^{-2}$  см<sup>3</sup>/с.

Как уже упоминалось выше, имеющаяся информация о константах скоростей процессов (1) и (2) весьма противоречива (см. например, [11]). Особенно большая неопределенность характеризует значения этих констант в интересующей нас области относительно невысоких электрических полей, где независимое изучение каждого из двух процессов технически затруднено. Во избежание противо-

речий, вызванных использованием недостоверных значений констант указанных процессов, представим их отношение  $v_1/v_2$ , входящее в выражения (14), таким образом, чтобы оно в соответствии с результатами экспериментов по пробою атмосферного воздуха [1] обращалось в единицу при напряженности  $E = 25.5$  кВ/см и монотонно убывало с уменьшением напряженности электрического поля. Естественная форма такого выражения имеет вид

$$\frac{v_1}{v_2} = A \exp\left(-\frac{\Delta\epsilon}{T_e}\right), \quad (17)$$

где  $\Delta\epsilon = 8.4$  эВ — разность пороговых энергий для процессов (1) и (2);  $3T_e/2$  — средняя энергия электронов, зависящая от напряженности электрического поля.

Использование связи между характеристической энергией электронов и напряженностью электрического поля в воздухе [12] позволяет определить значение параметра  $A = 67$ , исходя из условия  $v_1 = v_2$  при  $E = 25.5$  кВ/см. Необходимая для расчетов зависимость константы скорости ионизации молекул воздуха (1) от напряженности электрического поля взята из работы [13] с использованием экстраполяции в область малых полей. Константа скорости диссоциации молекул кислорода электронным ударом (5) взята из работы [14]. Зависимость этой константы от приведенной напряженности электрического поля, измеренная при  $EN > 25$  Тд, хорошо экстраполируется в область меньших полей с помощью соотношения

$$k_5 = 4 \cdot 10^{-8} \exp\left[-\frac{30 (Td)^{1/2}}{(E/N)^{1/2}}\right] \text{ см}^3/\text{с}. \quad (18)$$

Кроме того, во всех расчетах использовалось предположение [15], согласно которому зависимости констант неупругих электронно-молекулярных соударений от средней энергии электронов в кислороде и воздухе совпадают. Это предположение, подтвержденное экспериментально в различных газовых смесях [16], позволяет использовать результаты измерений констант в чистом кислороде для расчета их значений в воздухе. Такой расчет сводится к определению связи между значениями приведенных напряженностей электрического поля, обеспечивающими фиксированное значение средней энергии электронов в кислороде и воздухе [15, 16].

Таблица 1

Параметры плазмы и константы элементарных процессов, протекающих с участием заряженных частиц в воздухе под действием электрического поля

$E/N$ , Тд	$E$ , кВ/см	$T_e$ , эВ	$v_2/v_1$	$T_i$ , эВ	$k_5$ , см <sup>3</sup> /с	$w_2$ , см/с	$v_1$ , с <sup>-1</sup>	$k_5$ , см <sup>3</sup> /с
10	2.8	0.94	11.5	0.027	$1.4 \cdot 10^{19}$	$2.2 \cdot 10^6$	$6.7 \cdot 10^2$	$1.3 \cdot 10^{-12}$
20	5.6	1.1	32.2	0.030	$6.5 \cdot 10^{-19}$	$3 \cdot 10^6$	$3.6 \cdot 10^3$	$3.3 \cdot 10^{-12}$
30	8.4	1.25	12	0.035	$4.8 \cdot 10^{-18}$	$4 \cdot 10^6$	$1.1 \cdot 10^4$	$6 \cdot 10^{-12}$
40	11.2	1.35	7.8	0.042	$3.5 \cdot 10^{-17}$	$4.5 \cdot 10^6$	$2.2 \cdot 10^4$	$1.3 \cdot 10^{-11}$
50	14.0	1.45	4.95	0.051	$2.2 \cdot 10^{-16}$	$5 \cdot 10^6$	$3.8 \cdot 10^4$	$1.9 \cdot 10^{-11}$
60	16.8	1.54	3.5	0.062	$1.2 \cdot 10^{-15}$	$5.5 \cdot 10^6$	$6 \cdot 10^4$	$2.6 \cdot 10^{-11}$
70	19.6	1.7	2.12	0.075	$3.8 \cdot 10^{-15}$	$6 \cdot 10^6$	$8.8 \cdot 10^4$	$4.2 \cdot 10^{-11}$
80	22.4	1.95	1.1	0.090	$1.1 \cdot 10^{-14}$	$7 \cdot 10^6$	$1.3 \cdot 10^5$	$6 \cdot 10^{-11}$

В табл. 1 представлены значения некоторых параметров, характеризующие состояние электризованного воздуха и происходящие в нем процессы. Эти значения используются в дальнейших расчетах плотностей заряженных частиц, соответствующих различным значениям концентраций молекул озона, а также характерных времен изменения указанных концентраций. Результаты указанных расчетов приведены в табл. 2. Как видно из этих результатов, процесс накопления озона в ионизованной атмосфере сопровождается увеличением квазиэлектронных значений плотностей заряженных частиц, а следовательно, и токов.

Таблица 2

Квазистационарные значения плотностей заряженных частиц  
в электризованном воздухе при различных значениях  
концентрации озона

[O <sub>3</sub> ], см <sup>-3</sup>		E/N, Тд							
		10	20	30	40	50	60	70	80
0	N <sub>-</sub> , см <sup>-3</sup>	3·10 <sup>3</sup>	5·10 <sup>4</sup>	1.1·10 <sup>6</sup>	1.3·10 <sup>7</sup>	1.7·10 <sup>8</sup>	1.2·10 <sup>9</sup>	9·10 <sup>9</sup>	2.8·10 <sup>11</sup>
	N <sub>e+</sub> , см <sup>-3</sup>	0.03	1.7	260	1.5·10 <sup>4</sup>	10 <sup>6</sup>	4.8·10 <sup>7</sup>	1.6·10 <sup>9</sup>	1.1·10 <sup>13</sup>
	t, с								
10 <sup>11</sup>	N <sub>-</sub> , см <sup>-3</sup>	1.3·10 <sup>4</sup>	5·10 <sup>5</sup>	2.5·10 <sup>6</sup>	1.5·10 <sup>7</sup>	1.74·10 <sup>8</sup>	1.2·10 <sup>9</sup>	9·10 <sup>9</sup>	2.8·10 <sup>11</sup>
	N <sub>e+</sub> , см <sup>-3</sup>	57	170	1.3·10 <sup>3</sup>	2.1·10 <sup>4</sup>	1.06·10 <sup>6</sup>	4.8·10 <sup>7</sup>	1.6·10 <sup>9</sup>	1.1·10 <sup>13</sup>
	t, с	270	36	25	0.08	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-5</sup>	3·10 <sup>-3</sup>	3·10 <sup>-4</sup>
10 <sup>12</sup>	N <sub>-</sub> , см <sup>-3</sup>	1.3·10 <sup>7</sup>	4.8·10 <sup>7</sup>	1.4·10 <sup>8</sup>	2.4·10 <sup>8</sup>	6.4·10 <sup>8</sup>	1.8·10 <sup>9</sup>	1.05·10 <sup>9</sup>	3·10 <sup>11</sup>
	N <sub>e+</sub> , см <sup>-3</sup>	5.5·10 <sup>5</sup>	1.5·10 <sup>6</sup>	4·10 <sup>6</sup>	6.8·10 <sup>6</sup>	1.4·10 <sup>7</sup>	1.1·10 <sup>8</sup>	2.1·10 <sup>9</sup>	1.2·10 <sup>13</sup> 3·10 <sup>9</sup>
	t, с	3	0.4	0.08	0.02	0.008	7·10 <sup>-4</sup>	2.8·10 <sup>-5</sup>	
10 <sup>14</sup>	N <sub>-</sub> , см <sup>-3</sup>	1.3·10 <sup>8</sup>	4.8·10 <sup>8</sup>	1.3·10 <sup>9</sup>	2.2·10 <sup>9</sup>	3.8·10 <sup>9</sup>	7.2·10 <sup>9</sup>	2.1·10 <sup>10</sup>	4.2·10 <sup>11</sup>
	N <sub>e+</sub> , см <sup>-3</sup>	5.3·10 <sup>7</sup>	1.3·10 <sup>8</sup>	3.4·10 <sup>8</sup>	4.4·10 <sup>8</sup>	8.2·10 <sup>8</sup>	1.7·10 <sup>9</sup>	1.1·10 <sup>10</sup>	5·10 <sup>12</sup>
	t, с	0.3	2.5·10 <sup>-2</sup>	10 <sup>-2</sup>	3·10 <sup>-3</sup>	1.1·10 <sup>-3</sup>	4·10 <sup>-4</sup>	5·10 <sup>-5</sup>	7·10 <sup>-8</sup>

Примечание. Указаны также характерные времена  $t$ , за которые достигается соответствующее значение [O<sub>3</sub>].

Такое накопление в действительности имеет место при условии, если найденное характерное время нарастания концентрации озона меньше времени гибели молекул озона либо на твердых частичках, присутствующих в атмосфере, либо в результате конвективного выноса этих молекул из электризованной области. При выполнении этого условия, зависящего от состояния атмосферы, непрерывное нарастание концентрации озона, сопровождающееся увеличением плотностей заряженных частиц и квазистационарных токов, происходит при полях, значительно меньших, нежели значение 90 Тд, характеризующее пробой чистого воздуха в лабораторных условиях. Это вызывает нагрев воздуха, что при наличии пространственной неоднородности тока вызывает развитие ионизационно-перегревной неустойчивости, сопровождающейся образованием узкого проводящего канала. Так при  $E/N \approx 10$  Тд и  $[O_3] = 10^{14}$  см<sup>-3</sup> характерное время нагрева воздуха на 100 К составляет  $\sim 1$  с, что значительно меньше времени конвективного охлаждения участка воздуха с поперечными размерами в несколько метров при нормальных метеорологических условиях (скорость ветра  $\sim 1$  м/с). Тем самым оказывается возможным развитие пробоя даже при столь низких значениях электрических полей. Конкретные условия пробоя с учетом рассмотренного механизма зависят от метеорологического состояния атмосферы, наличия и сорта твердых частиц пыли.

Таким образом, проведенный анализ показывает, что процессы с участием озона могут существенно снизить пробойное напряжение в реальной атмосфере. Возможно, эти процессы и приводят к снижению пробойных электрических полей при грозовых явлениях.

#### Список литературы

- [1] Ретер Г. Электронные лавины и пробой в газах. М.: Мир, 1968. 170 с.
- [2] Базельн Э. М., Романовский И. М. Искровой разряд в воздухе. Новосибирск: Наука, 1988. 244 с.
- [3] Дьяконов М. И., Качоровский В. Ю. // ЖЭТФ. 1990. Т. 98. Вып. 3. С. 895—904.
- [4] Phelps C. T. J. Geophys. Res. 1971. Vol. 76. P. 5799—5807.
- [5] Елецкий А. В., Смирнов Б. М. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 8. С. 192—194.

- [6] *Смирнов Б. М.* // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 1. С. 814—822.  
[7] *Lifshitz C. et al.* // J. Chem. Phys. 1977. Vol. 67. P. 2381—2388.  
[8] *Смирнов Б. М.* Ионы и возбужденные атомы в плазме. М.: Атомиздат, 1974. 456 с.  
[9] *Cotter J., Schulz G. J.* // J. Phys. B. 1974. Vol. 7. P. L249—L251.  
[10] *Смирнов Б. М.* Физика слабоионизованного газа. М.: Наука, 1978. 216 с.  
[11] *Мнацаканян А. Х., Найдис Г. В.* Химия плазмы / Под ред. Б. М. Смирнова. М.: Энергоатомиздат, 1987. № 14. С. 227—254.  
[12] *Хаксли Л., Кромптон Р.* Диффузия и дрейф электронов в газах. М.: Мир, 1977. 672 с.  
[13] *Phelps A. V.* // Gaseous dielectrics V / Ed. G. Christophorou, D. W. Bouldin. New York: Pergamon Press, 1987. P. 1—38.  
[14] *Elliasson B., Hirth M., Kogelshatz U.* // J. Phys. D. 1987. Vol. 20. P. 1421—1429.  
[15] *Елецкий А. В.* // Физика плазмы. 1977. Т. 3. С. 657—662.  
[16] *Бычков В. Л., Елецкий А. В., Смирнов Б. М.* // Химия плазмы / Под ред. Б. М. Смирнова. М.: Энергоатомиздат, 1983. № 10. С. 146—174.

Институт высоких температур АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
27 ноября 1990 г.  
В окончательной редакции  
18 марта 1991 г.