«Оптика атмосферы», **2**, № 6 (1989) УДК 621.373.826:533.9

В.Н. Сошников

О ВЛИЯНИИ ОТРЫВА ТЕМПЕРАТУР НА СНИЖЕНИЕ ПОРОГА ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ НА АЭРОЗОЛЯХ

Дополнительное снижение в несколько раз теоретических пороговых интенсивностей нестационарного оптического пробоя на аэрозолях в воздухе может быть связано с отрывом электронной и газовой температур, определяемым «узкими местами» энергообмена по внутренним степеням свободы: возбуждением и дезактивацией нижних метастабильных состояний атомов O и N в полностью диссоциированной высокотемпературной плазме воздуха.

На основе одномерной (сферически симметричной) газодинамической модели с использованием интегральных уравнений сохранения и термодинамических функций воздуха в работах [1, 2] получено уравнение, определяющее пороговую интенсивность лазерного излучения $I_п$, достаточную для поддержания нестационарного оптического пробоя в воздухе при атмосферном давлении, в зависимости от радиуса непрозрачной аэрозольной частицы $R_а$ и длины волны: $I_п$ равно минимальному значению интенсивности $I(T)$, определяемой соотношением

$$I(T) = \frac{2p^{3/2}}{\rho_0^{1/2}\cdot(1-e^{-\tau})}\,\frac{\gamma+1}{\gamma-1}, \tag{1}$$

где T — температура; ρ_0 — плотность окружающего холодного воздуха; $\tau \equiv 1{,}33K(T)R_0$ — эффективная оптическая толщина воздушной плазмы с радиусом $R_0 \simeq (1-2)R_а$ (см. [2]); $K(T)$ — коэффициент поглощения воздуха с нормальной плотностью $\rho = \rho_0$; $p(T)$ — давление при $\rho = \rho_0$; γ — показатель адиабаты, определяемый уравнениями

$$\varepsilon = p/[(\gamma-1)\rho_0], \text{ где } \varepsilon = h(T) - p/\rho_0;$$

$$\ln h\,(T) \simeq -1{,}06 + 2{,}02\cdot\ln T - 0{,}12(\ln T)^2$$

(в последнем уравнении для удельной энтальпии $h(T)$: T — в 10^4 К, $h(t)$ в 10^{12} см^2/с^2; эти уравнения следует рассматривать как исправление записи аппроксимационного выражения для удельной внутренней энергии $\varepsilon(T)$ в [1]).

Согласно (1), например, для излучения с $\lambda = 10{,}6$ мкм при $R_0 = 5$ мкм, при использовании приведенных в [1] термодинамических функций и зависимости $K(T)$, получим $I_п \simeq (2\cdot10^8$ Вт/см^2 при соответствующей ему $T_п \simeq (1{,}7\cdot10^4$ К.

Оценки в [1] показывают, что учет возможной редиальной неоднородности $T(r)$ и, соответственно, $K(T)$ не приводит к существенному снижению $I_п$.

Таким образом, экспериментально наблюдаемые гораздо более низкие, до нескольких раз, $I_п$ (см. ссылки в [1] и [3, 4]) нельзя все же полностью объяснить только пространственно-временной неоднородностью лазерного излучения (при низких средних значениях интенсивности) и радиальной неоднородностью $K(T)$. Существенным фактором, приводящим к дополнительному снижению $I_п$, может являться отрыв электронной и газовой температур $T_e \geq T$. В этом случае, учитывая относительно слабую, по сравнению с $K(T)$, зависимость p и γ от T, расчет $I_п$ при не слишком больших значениях $\Delta T = T_e - T$ можно проводить, используя то же уравнение (1), подставляя в нем вместо $K(T)$ величину $K(T_e)$.

Подставляя в (1) значение $K(T_e)$ при $T_e = 18000$ К и уменьшая T, найдем, что уменьшению $I_п$ на порядок величины до $\sim 2{,}3\cdot10^7$ Вт/см^2 соответствует отрыв $T_e - T \simeq (10000$°К (табл. 1), и задача сводится к оценке скоростей обмена энергии между электронами и тяжелыми частицами, характеризующих реальную величину отрыва температур.

При этом предполагается, что на расстояниях $R \sim R_0$ успевает установиться ионизационное равновесие, соответствующее T_e, иначе при установившихся газодинамическом режиме и параметрах разлета, соответствующих данной газовой температуре T (см. [1]), минимальная интенсивность поддержания $I(T)$ может только возрасти.

Проанализируем вначале гипотетический вариант отрыва температур в отсутствие межэлектронного обмена и ударов второго рода (последние учитываются здесь только соотношением (3 б), см. ниже).

Таблица 1

Результаты расчёта интенсивностей поддержания I и температуры T_e при различных $T(R_0 = 5$ мкм:T, T_e в 10^4°К; I в 10^8 Вт/см^2; λ в мкм; $\sigma_н = 2 \cdot 10^{-18}$ см^2). Варианту $\sigma_н \simeq 10^{-16}$ см^2 соответствует решение $T_e \simeq T$

$\lambda=10{,}6$			$\lambda=1{,}05$		
T	I	T_e	T	I	T_e
0,5	0,22	1,43	0,5	25	1,54
0,7	0,27	1,59	0,7	30	1,67
1,0	0,4	1,93	1,0	40	1,93
Согласно (1) при $T_e=T$					
1,75	2,3	—	2,0	25,0	—

Используя запись кинетического уравнения Больцмана для электронов в форме, предложенной в [5], в области скоростей электронов $v \gg \sqrt{2\kappa T_e / m_e}$ легко получим асимптотическое решение в области возбуждения и ионизации ~ 10—15 эВ в виде квазимаксвелловской функции (так называемое «случайно максвелловское» распределение тлеющего разряда)

$$f(v) \sim \exp\left[-m_e v^2/2\kappa T_e(v)\right], \tag{2}$$

где зависимость $T_e(v)$ предполагается сравнительно слабой и пренебрегается межэлектронными столкновениями.

Подставляя (2) в кинетическое уравнение, пренебрегая производными dT_e/dv и переходя от постоянного к ВЧ-полю в соответствии с известным соотношением для поглощаемой электронами мощности излучения

$$\frac{1}{\nu_c} \to \frac{\nu_c}{\nu_c^2 + \omega^2} \simeq \frac{\nu_c}{\omega^2},$$

где ω — циклическая частота колебаний поля; ν_c — частота упругих столкновений, используя соотношение $I = cE^2/4\pi$, где E — среднеквадратическая амплитуда электрического поля лазерного излучения, получим в области ионизации

$$X \equiv [\kappa T_e(v)]^2 \simeq \frac{4}{3}\,\frac{\pi v e^2 I}{cN\sigma_н(v)}\left(\frac{\nu_c(v)}{w^2}\right. \text{ при } X \geq (kT)^2); \tag{3а}$$

$$T_e(v) = T \text{ (при } X < ((kT)^2) \tag{3б}$$

где c — скорость света; $\nu_c = \sigma_у v N$; N — концентрация тяжелых частиц; e — заряд электрона; $\sigma_н$ и $\sigma_у$ соответственно сечения неупругого и упругого рассеяния.

Результаты совместного численного решения относительно I и T_e уравнений (1) и (3) приведены в табл. 1 (использовались значения $K[T_e(I)]$ при $\lambda = 10{,}6$ и 1,05 мкм согласно приведенным в [1, 2] значениям $K(T)$ при замене T на T_e). Подставлялись значения v, $\sigma_у$, $\sigma_н$ вблизи энергии ~ 10—15 эВ: $v \simeq 2 \cdot 10^8$ см/с; $\sigma_у \simeq 10^{-15}$ см^2; рассмотрены два варианта: $\sigma_н \simeq 2 \cdot 10^{18}$ см^2 (сечение ионизации вблизи порога) и $\sigma_н \simeq 10^{-16}$ см^2 (полное неупругое сечение). Согласно (3) T_e не зависит от концентраций тяжелых частиц.

Из табл. 1 следует: 1) что отрыв T_e и T может, вообще говоря, приводить к снижению пороговых интенсивностей на порядок величины при всех длинах волн лишь при нереально низких сечениях неупругих столкновений; 2) независимость параметров (T, T_e) от λ свидетельствует о малом отличии при различных λ газодинамических параметров плазменных образований непосредственно после пробоя (дальнейшее поведение во времени при сохраняющемся I определяется различием оптических толщин $\tau \gtrsim 1$ при $\lambda = 10{,}6$ мкм и $\tau \ll 1$ при $\lambda = 1{,}05$ мкм); 3) поскольку зависимость $I(T)$ теперь не имеет минимума, $I_п$ в рассмотренном варианте $\sigma_н$ определяется минимально возможным значением T, которое определяется газодинамикой испарения и при $I \sim 10^7-10^8$ Вт/см^2 составляет обычно $T \sim 4000-7000$°К; 4) из двух вариантов $\sigma_н$ нижнее значение $2 \cdot 10^{-18}$ см^2 типично для сечения ионизации вблизи (выше на ~ 1 эВ) порога ионизации N_2, тогда как значение ~ 10^{-16} см^2 характерно для полного сечения неупругих столкновений, включая возбуждение и ионизацию. При этом следует учесть, что при 10000°К, как следует из таблиц состава [6, 7], N_2 и O_2 полностью диссоциированы, а пороги возбуждения O и N составляют всего лишь ~ 2 эВ (с эффективным сечением возбуждения ~ (0,5 – 1) · 10^{-16} см^2 [8]). Но вариант $\sigma_н \sim 10^{-16}$ см^2 при $R_0 = 5$ мкм приводит, в соответствии с условием (3 б), к $T_e \simeq T$, т.е. практически к отсутствию отрыва температур.

Используя значения транспортной частоты кулоновских столкновений быстрых электронов в области ионизации с энергией ~ 15 эВ с основной группой медленных электронов

$$\nu_{ee} \simeq 2\pi n_e \frac{e^4 \Lambda}{m_e^2 v_0^3}, \quad \Lambda \simeq 4{,}4$$

(v_0 — скорость быстрых электронов; равновесная концентрация n_e при температурах $T_e = 10000 -$ 18000 К меняется от 1,5 · 10^{17} до 9,4 · 10^{18} см$^{-3}$ [6, 7]), легко оценить, что энергия $dW_e^{(\text{кул})}/dt$ переносимая межэлектронными столкновениями в единицу времени на единицу объема, много больше удельной интенсивности поступающей энергии оптического излучения [1]

$$Q_e = \frac{3}{4}\,\frac{I}{R_0}\cdot(1 - e^{-\tau}), \tag{4}$$

поэтому расчет баланса скоростей перераспределения энергии по внутренним степеням свободы в воздухе соответственно температур T_e и T следовало бы вести не по формулам (3) (пригодность которых, таким образом, определяется лишь начальными стадиями установления ионизационного равновесия), а в двухжидкостном приближении с максвелловской функцией распределения электронов через интеграл от электронной функции возбуждения.

Так, принимая, что при высоких температурах T концентрация нейтралов N и O составляет $2n_L$, где n_L — число Лошмидта, порог возбуждения составляет $\varepsilon_п \sim 2$ эВ и сечение $\sigma_н(\varepsilon) \simeq \text{const} \simeq 7 \cdot 10^{-17}$ см^2 (расчетные данные для $.N$ [8], а значение ~ 2,5 · 10^{-17} см^2 для O [9], по-видимому, согласно [8] требует существенных уточнений), что потери энергии при неупругом столкновении с возбуждением метастабильного состояния $\Delta\varepsilon \sim 2$ эВ, используя (4), получим соотношение для оценки T_e в виде

$$Q_e = \frac{dW_e}{dt} \simeq 2n_L \cdot \Delta\varepsilon \cdot n_e \cdot \sigma_н \bar{v}_e \cdot \left(1 + \frac{\varepsilon_п}{\kappa T_e}\right) \cdot \exp\left(-\varepsilon_п / \kappa T_e\right). \tag{5}$$

Газодинамические затраты на поддержание разлета в момент пробоя составляют согласно [1],

$$Q(T) = \frac{3}{2}\,\frac{p^{3/2}}{R_0 \rho_0^{1/2}}\,\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}. \tag{6}$$

Оценки упругих потерь как при столкновениях электронов с нейтралами, так и ионами, дают на 1 – 2 порядка величины меньше скорости энергообмена, поэтому основным процессом пополнения кинетической энергии тяжелых частиц, по-видимому, является дезактивация при их столкновениях с потоком энергии $Q_{дез}(T, T_e)$. При этом

$$Q_{дез} \sim (2n_L)^2\, \bar{v}_{ат} \cdot \Delta\varepsilon \cdot \alpha \cdot \sigma_{дез}, \tag{7}$$

где, учитывая высокую вероятность образования молекул с последующей предиссоциацией на невозбужденные атомы при пересечении потенциальных кривых при многообразии каналов взаимодействия O* и N* с O, O*, N, N*, можно принять сечение $\sigma_{дез} > 0{,}1 \cdot \sigma_у^{ат} \sim 10^{-15}$ см^2; из-за высоких статистических весов возбужденных состояний для доли α возбужденных атомов имеем $0{,}1 \lesssim \alpha < 1$; энергия дезактивации низколежащих состояний $\Delta\varepsilon \sim 2 \div 5$ эВ; $\bar{v}_{ат}$ — средняя относительная скорость атомов.

Оценки прямых (без обратных процессов) энергетических потоков согласно (4)—(7) (табл. 2) показывают, что, вообще говоря, при $R_0 \simeq 5$ мкм потоки через все каналы одного порядка величины и (в особенности при малых радиусах $R_0 \lesssim 5$ мкм, при которых необходимы большие I) условия баланса

$$[dW_e(T_e)/dt,\; Q_{дез}(T,\, T_e)] > Q(T)$$

могут достигаться лишь за счет снижения T по отношению к T_e с уменьшением $Q(T)$ и I (при заселенности нижних уровней, соответствующей температуре, промежуточной между T и T_e). Но включение механизма увеличивающегося с уменьшением R_0 отрыва T_e и T должно приводить как к более низким порогам $I_п$ поддержания плазменного образования в воздухе, так и к менее резкой зависимости $I_п$ от начального радиуса R_0, что соответствует экспериментально наблюдаемой тенденции, по крайней мере при $\lambda = 10{,}6$ мкм (ср. [4]).

Таблица 2

Сопоставление скоростей энергообмена (в 10^{18} эрг/см^3 · с) при $\lambda = 10{,}6$ мкм, $I = 2{,}3 \cdot 10^8$ Вт/см^2 · с (см. текст)

T, T_e	$Q_e(T_e)$	$dW_e(T_e)/dt$	$Q(T)$	$Q_{дез}(T, T_e)$
18000 K	3	5,9	3	1—10

Роль потерь энергии электронов на колебательное возбуждение N_2 и O_2 сопоставима с ролью потерь на возбуждение метастабильных состояний N и O лишь при $T \lesssim 10000$ К, когда относительные концентрации молекул составляют $\gtrsim 10\%$ [6, 7]. Поэтому более строгие кинетические расчеты энергетических потоков и отрыва температур возможны лишь при учете электронного возбуждения и дезактивации состояний N и O.

Формула (3), неприменимая в установившемся режиме нестационарного пробоя, должна быть пригодна на ранних стадиях формирования пробоя при не успевшем установиться ионизационном равновесии в парах аэрозоля. На этой начальной стадии из газодинамики следует [2], что в формирующейся сверхзвуковой затопленной в окружающий воздух струе паров скорость течения практически не зависит от радиуса r (в [2] использована приближенная замена $(\boldsymbol{v}\nabla)\boldsymbol{v}$ на $\boldsymbol{v}\mathrm{div}\boldsymbol{v}$, позволяющая получить аналитическое решение; может быть использовано также легко получаемое более точное численное или асимптотическое решение). Для плотности пара приближенно имеем $\rho(r) \propto 1/r^2$, соответственно скорость ионизации, пропорциональная $n_e N$ (где n_e — концентрация электронов, N — концентрация нейтралей) пропорциональна $x_e(r)/r^4$, где $x_e \equiv n_e/N$. Температура T_e устанавливается намного быстрее и, согласно (3), не зависит от N, так же как и на более поздних стадиях применимости (5) при относительно низких n_e с $\tau < 1$.

Вследствие этого представляется противоречивой и не соответствующей действительности попытка для объяснения низких пороговых интенсивностей пробоя «перебросить мост» между высокими пороговыми интенсивностями рассмотренного выше нестационарного пробоя и весьма низкими интенсивностями поддержания режима стационарного оптического разряда в парах аэрозоля (в предположение постоянной во времени скорости истечения паров с поверхности с сохраняющимся радиусом и слабой по сравнению с I/r^4 зависимости $x_e(r)$) с диффузионно-теплопроводностным механизмом на внешней границе потока, управляющим установившимся распределением газодинамических параметров [10] см. также [11, 12]).

Простые оценки радиуса $R_{гр}$ области, на котором встречный диффузионный поток сравнивается с газодинамическим потоком, показывают, что $R_{гр}$ составляет десятки $R_а$. Так, расстояние до ударного скачка r_s приблизительно определяется расстоянием, на котором давление $p(r)$ снижается несколько ниже атмосферного давления окружающего воздуха при $v(r) \cong \mathrm{const}$. Далее за скачком $r > r_s$ идет зона с медленно меняющимся $p(r) \cong \mathrm{const} = 1$ атм и $v(r) \infty 1/r^2$ вплоть до падения $v(r)$ до скорости $v(R_{гр}) \sim v(r_s)\, r_s^2 \,/\, R_{гр}^2$, сопоставимой со скоростью встречной диффузии воздуха $\sim D\, |d \ln\rho/dr| \sim D/R_{гр}$, где D — коэффициент диффузии при перепаде плотности паров аэрозоля в воздушной среде $\Delta\rho \sim \rho_0$. Время установления такого режима $t \sim R_{гр} \,/\, \overline{v(r)}$ больше времени испарения аэрозольной частички, к тому же ее масса недостаточна для заполнения парами всего объема $(4\,/\,3) \times \pi R_{гр}^3$. Поэтому в противоположность [10] процесс нестационарного пробоя должен быть пороговым процессом, как это показано в [1], с условиями пробоя в начальной стадии парообразования типа приведенных в [2], и начальным радиусом плазменного воздушного образования, близким к радиусу аэрозоля $R_а$ (с оцениваемой неопределенностью $R_0 \sim (1-2)R_а$).

Итак, на основании приведенных исследований мы показали, что причиной дополнительного снижения в несколько раз пороговых интенсивностей поддержания нестационарного оптического пробоя в воздухе, в особенности при малых радиусах аэрозоля $R_а \lesssim 5$ мкм, может являться существенная неравновесность с отрывом электронной и газовой температур до нескольких тысяч градусов. Определяющую роль в балансе потоков энергий по внутренним степеням свободы, соответственно в снижении пороговых интенсивностей пробоя, играют, по-видимому, не потери на возбуждение колебаний молекул N_2 и O_2 электронным ударом, а возбуждение и дезактивация низколежащих мета-стабильных состояний атомов O и N в полностью диссоциированной высокотемпературной плазме воздуха.

1. Ахтырченко Ю.В., Васильев Л.А., Высоцкий Ю.П., Сошников В.Н. //Квантовая электроника. 1983. Т. 10. № 5. С. 989.
2. Сошников В.Н. О пороговых характеристиках лазерного пробоя на непрозрачной аэрозольной частице в воздухе. Редколлегия журнала «Теплофизика высоких температур». М., 1984. 14 с. Деп. в ВИНИТИ 28.04.84. № 2801-84.
3. Autric M., Lefauconnier C., Vigliano P., Dufresne D., Bournot P. //AIAA Paper. 1987. № 1454. P. 1—9.
4. Белов Н.Н. //Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 4. С. 45.
5. Wojaczek K. Beitr. Plasrnaphys. 1965. Bd. 5. S. 181.
6. Таблицы термодинамических функций воздуха (для температур от 6000 до 12000°К и давл. от 0,001 до 1000 атм) /Под ред. А.С. Предводителева и др. М., АН СССР. 1957 г.
7. Таблицы термодинамических функций воздуха (для температур от 12000 до 20000°К и давл. от 0,001 до 1000 атм) /Под ред. А.С. Предводителева и др. М., АН СССР. 1959 г.
8. Ormonde S., Smith K., Torres B.W., Davies H.R. //Phys. Rev. A (III series). 1973. V. 8. № 1. P. 262.
9. Henry R.J.W., Burke P.G., Sinfailam A.L. //Phys. Rev. 1969. V. 178. P. 218.
10. Богатырев С.Н. Механизмы инициирования оптического пробоя газа на твердом аэрозоле. М., МФТИ. 1986. 9 с. Деп. в ВИНИТИ 17.12.86 № 8650-В.
11. Богатырев С.Н. Теоретическая модель процесса инициирования оптического пробоя газа на твердом аэрозоле. М., МФТИ. 1986. 11 с. Деп. в ВИНИТИ 17.12.86. № 8651-В.
12. Богатырев С.Н. Испарение аэрозольной частицы в поле оптического излучения. М., МФТИ. 1986. 16 с. Деп. в ВИНИТИ, 17.12.86.№ 8649-В.

Поступила в редакцию
28 февраля 1989 г.

V.N. Soshnikov. **On the Temperature Gap Effect on Lowering of the Aerosol Optical Breakdown Threshold**.

An additional lowering of the threshold intensities of nonstationary optical breakdown on aerosols by several times compared to the theoretical ones can occur in air due to the gap between the electron and gas temperatures. The gap origin is determined by the «bottle neck» effect in the energy exchange between the internal degrees, of freedom, i.e., by excitation and deexcitation of lower metastable states of O and N atoms in the completely dissociated high temperature air plasma.