

Д. И. Жуховицкий, И. Т. Якубов

К ТЕОРИИ НИЗКОПороГОВОГО ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ В АЭРОЗОЛЕ

Предложена модель, описывающая пороговые зависимости между интенсивностью излучения, концентрацией и размером аэрозольных частиц. В ее основе — предположение о том, что развитие электронной лавины начинается при температуре насыщения вещества, испаренного с частиц. Выделены два возможных режима пробоя: изобарический и динамический.

Введение

Хорошо известно, что наличие в газе взвешенных частиц существенно (на 3—4 порядка) снижает порог оптического пробоя [1]. Это явление называется низкопороговым коллективным оптическим пробоем (НКОП). Актуальность исследований НКОП определяется как сложностью физической картины явления, так и возможностями его технологическими применениями.

НКОП возникает в результате нагрева частиц лазерным лучом, их испарения и образования в результате слияния микрофакелов пароплазменного облака. При этом потенциал ионизации паров меньше потенциала ионизации буферного газа (воздуха, инертных газов), поэтому концентрация электронов в пароплазменном облаке значительно повышена, что может приводить к увеличению поглощения лазерного излучения, разогреву и ионизации облака. Если интенсивность импульса достаточна для развития волны медленного горения в воздухе, может происходить ее инициация.

Как показали экспериментальные исследования [1—6], коллективные эффекты (т. е. эффекты, обусловленные слиянием микрофакелов) имеют принципиальное значение. Это отличает НКОП от пробоя на одиночной частице [7, 8], для которого пороговые интенсивности на 1—2 порядка выше. Теоретический анализ НКОП (см., напр., [1, 3]) останавливается на формулировке критерия коллективности, который, однако, не является достаточным для пробоя. Следует объяснить переход парогазовой смеси в состояние, близкое к полной ионизации. Этот переход можно принять в качестве критерия пробоя. Решение этого вопроса позволит связать минимальные интенсивности импульса и концентрации аэрозольных частиц, при которых происходит НКОП.

В некоторых экспериментах и особенно приложениях имеет место размытое полидисперсное распределение частиц и существенно неоднородное поперечное распределение интенсивности лазерного излучения. Для этих условий в [9, 10] установлена связь между порогом пробоя в сложной реальной системе и порогом пробоя, найденным для узких распределений.

В данной работе рассмотрены два механизма НКОП. Первый механизм реализуется в тех

условиях, когда продукты испарения частиц являются лишь примесью в воздухе. При этом пробой развивается при постоянном давлении, равном атмосферному, и этот механизм естественно называть изобарическим. В другом случае давление паров в образовавшемся паровом облаке значительно превосходит атмосферное. Низкопороговый пробой может успеть развиться за время, меньшее времени разлета парового облака, т. е. пока велика концентрация пара. Такой режим будем называть динамическим. Результаты данной работы непосредственно применимы к НКОП в аэрозолях тугоплавких веществ или веществ, образующих тугоплавкие окислы.

1. Изобарический режим

Рассмотрим аэрозольное облако, облучаемое сфокусированным пучком лазера. Будем считать, что концентрация аэрозольных частиц n_a постоянна внутри облака. Лазерный пучок считаем цилиндрическим, плотность потока излучения постоянной по сечению пучка и во времени. Тогда пробой происходит в цилиндрической области, возникающей при пересечении пучка и аэрозольного облака (пробойная область).

Развитие пробоя при давлении паров много меньше атмосферного можно разделить на два этапа. На первом частицы испаряются, происходит нагрев и вытеснение воздуха из пробойной области, а также слияние микрооблаков соседних частиц. На втором этапе происходит нагрев пробойной области и развитие электронной лавины.

Время испарения частиц $\tau_{исп}$ можно оценить из уравнения баланса энергии: $\rho a^2 S k_n \tau_{исп} = (4\pi/3) a^3 q n_i$, откуда $\tau_{исп} = 4\pi a^3 q n_i / 3 k_n S$. Здесь q — теплота испарения; n_i — концентрация молекул вещества частицы в конденсированном состоянии; a — ее первоначальный радиус; k_n — коэффициент поглощения излучения частицей; S — интенсивность излучения. Полагая $k_n = 1$, можно убедиться, что при условиях работы [1] микронные частицы должны успевать испаряться за время импульса (~ 1 мс), а частицы с $a \sim 100$ мкм испаряются лишь частично. Величина k_n известна плохо, она резко зависит от температуры, свойств материала, его чистоты и др. С другой стороны, при резком нагревании лазерным пучком частицы могут раскалываться. Такая фрагментация существенно ускоряет испарение, поэтому при оценках будем последовательно рассматривать два варианта: 1) частицы испарились полностью и доля испаренного вещества $\chi = 1$; 2) частицы не успели испариться, для оценки χ необходим k_n , который будет выби-

раться из условия соответствия порогового n_a эксперименту.

Исследование первого этапа пробоя — слияния микрофакелов — и определение исходного состояния возникающего парогазового облака представляет собой непростую задачу [11]. Однако в рассматриваемых условиях детальная информация оказывается ненужной. Время расширения микрофакелов до их полного слияния τ_d можно оценить сверху из соотношения $(3/4\pi n_a)^{1/3} = (6D\tau_d)^{1/2}$, где D — коэффициент молекулярной диффузии; $\tau_d \sim 10^{-5}$ с. Поскольку при $k_n = 0,1$ имеем $\tau_{исп} \sim 10^{-4}$ с, то время заполнения пробойной области парами (или продуктами их взаимодействия с воздухом) и вытеснения из нее соответствующего объема воздуха мало. При этом испарение частиц еще продолжается.

Известно, что частицы или их фрагменты могут быть выброшены из пробойной области либо светореактивной силой, либо в результате взрыва. Часть частиц выносятся из пробойной области вместе с потоком вытесняемого воздуха. В дальнейшем будем предполагать, что уменьшением n_a за счет этих механизмов можно пренебречь.

Специфика пробоя облака тугоплавких окислов (равно как и тугоплавких чистых веществ) состоит и в том, что его образование, сопровождающееся в целом охлаждением системы, способствует включению механизма нагрева, столь мощного, что опадает необходимость точного знания температуры. Этот механизм нагрева обсуждается ниже.

Рассмотрим второй этап пробоя — нагрев пробойной области. Для простоты будем считать распределение молекул пара в этой области однородным. Их концентрация n_v соответствует количеству испарившегося вещества. Заметим, что время диффузионного ухода пара из пробойной области $d^2/4D$, где d — ее диаметр (обычно несколько миллиметров), порядка 10 мс, что значительно превосходит длительность лазерного импульса, поэтому потерями пара можно пренебречь.

Обсудим вопрос об отрыве температуры электронов. Как показывает оценка, при $S < 5 \cdot 10^6$ Вт/см² он имеет место при использовании CO₂-лазера, если буферный газ является атомарным. Поскольку отрыв температуры пропорционален ω^{-2} (ω — частота излучения), для неодимового лазера он не столь значителен, а в молекулярных газах им можно пренебречь вследствие резкого возрастания потерь энергии электронов. Последней ситуации соответствуют условия [1—6], поэтому можно считать, что в пробойной области существует локальное термодинамическое равновесие, не нарушающееся даже во время развития лавины ионизации. В отличие от условий задачи, рассмотренной в [12], равновесие не может быть нарушено также и вследствие диффузионного ухода зарядов за пределы пробойной области, поскольку ее линейные размеры достаточно велики. Пороговое условие, соответствующее развитию лавины, записывается в полном соответствии с условием,

вытекающим из рассмотрения волны медленного горения [13]:

$$F^+(T_*) - F^-(T_*) = 0, (d[F^+ - F^-]/dT)_{T=T_*} > 0, (1)$$

где $F^+ = \mu S$ — объемное тепловыделение за счет поглощения лазерного излучения; μ — линейный коэффициент поглощения; F^- — плотность диссипируемой энергии; T_* — минимальная температура паровоздушной среды, при которой происходит развитие лавины. Коэффициент μ определяется обратным тормозным поглощением в поле атомов и ионов, $\mu = \mu_a + \mu_i$. Если степень ионизации пара достаточно велика, а воздух при $T = T_*$ практически не ионизован, то $\mu \approx \mu_i = C n_v T_*^{-2} (g_i/g_a) (kT/\hbar\omega)^3 [\exp(\hbar\omega/kT) - 1] \times \exp(-I/kT)$, где I — потенциал ионизации паров; $C = 1,95 \cdot 10^{-7}$; T выражено в кельвинах, n_v — в см⁻³, μ — в обратных сантиметрах; $\hbar\omega$ — квант лазерного излучения; g_a и g_i — статсуммы атома и иона [13].

Диссипация энергии из пробойной области при $T \ll 10^4$ К определяется теплопроводностью:

$$F^- = 4A\theta/d^2 \quad [13], \quad \text{где } A \approx 2, \quad \theta = \int_0^T \lambda(T) dT; \quad \lambda —$$

коэффициент теплопроводности. Поскольку пар является примесью в воздухе, $\lambda(T)$ близок к $\lambda(T)$ для воздуха.

Заметим, что если первое условие (1) выполняется при слабой ионизации пара, то второе условие (1) при той же температуре выполнится автоматически, поскольку при увеличении T F^+ возрастает экспоненциально, а F^- — степенным образом. Отсюда же следует, что при $T < T_*$ обратное тормозное поглощение становится несущественным и разогрев системы до температуры T_* должен происходить за счет другого механизма поглощения.

Таким механизмом, общим для всех веществ и не зависящим от $\hbar\omega$, является поглощение излучения мельчайшими капельками конденсированной фазы (кластерами), имеющимися в паре при температурах ниже температуры насыщения T_s . Этот механизм подогрева вводился в [14] при обсуждении оптического пробоя при воздействии на плоскую графитовую мишень. Как следует из закона действующих масс, концентрация кластеров, содержащих g молекул, $n_g = (n_v/n_{vs})^g n_{gs}$, где n_{vs} и n_{gs} — концентрации молекул пара и кластеров на линии насыщения. Видно, что концентрация кластеров, содержащих много атомов, очень резко зависит от температуры. При $T > T_s$ она мала ($n_v/n_{vs} < 1$), а при $T < T_s$ велика ($n_v/n_{vs} > 1$). Таким образом, при $T < T_s$ происходит интенсивное поглощение излучения кластерами, а при $T > T_s$ оно отсутствует.

Отсюда естественно предположить, что нагрев парогазовой смеси должен происходить вблизи кривой насыщения паров $T_s(n_v)$. Это позволяет в каждый момент времени иметь достаточно точную концентрацию поглощающих центров и считать, что время нагрева до T_* заметно меньше длительности импульса.

Условием, дополняющим (1) и служащим в сочетании с ним критерием пробоя, является достижение в результате подогрева вдоль кри-

вой насыщения температуры T_* :

$$T_* = T_s(n_v). \quad (2)$$

В самом деле, после достижения T_* развитие электронной лавины приводит к ионизации пара. Для чистых веществ, не взаимодействующих с воздухом химически,

$$T_s = q/\ln(n_0/n_v), \quad (3)$$

где n_0 слабо зависит от температуры. Поскольку $n_v = (4\pi/3)ka^3n_i$, система (1) — (3) позволяет определить искомую связь n_a и S .

Для записи критерия пробоя в явном, хотя и приближенном, виде выделим в функции μ зависимость от n_v и наиболее сильную часть зависимости от T , $\mu = \eta n_v \exp(-I/T)$. Подставив (3) в первое условие (1), получим порог n_a для заданного S :

$$n_a = (4\pi ka^3 n_i / 3)^{-1} n_0^{(1+q/I)^{-1}} \times \\ \times (4A\theta / \eta S d^2)^{(1+1/q)^{-1}}, \quad (4)$$

где $\eta = 1,95 \cdot 10^{-7} T_s^{-2} (g_i/g_a) (kT_s/\hbar\omega)^3 [\exp(\hbar\omega/kT_s) - 1]$, θ — слабо меняющиеся функции T_s .

Из (4) следует, что порог n_a определяется количеством испаренного вещества, которое пропорционально энерговкладу. Роль энерговклада как важного параметра отмечалась экспериментаторами. Порог n_a сравнительно слабо зависит от интенсивности лазерного излучения, $n_a \sim S^{-(1+1/q)^{-1}}$, что качественно согласуется с имеющимися экспериментальными данными.

В наиболее интересных случаях пробой происходит не в парах чистого вещества (тугоплавкого металла) в инертном газе, а в продуктах испарения окислов, например Al_2O_3 в воздухе, т. е. в химически реагирующей смеси. В предлагаемой модели пороговая концентрация n_a не зависит от кинетики химических реакций. Время их протекания много меньше миллисекундной длительности лазерного импульса. Поэтому уравнение Клапейрона — Клаузиуса (3) относительно концентрации насыщенных паров ионизируемой компоненты записывается для химически равновесного состояния паровоздушной смеси. Например, продуктами испарения корунда являются Al и AlO . Используя константы равновесия соответствующих реакций [13], можно показать, что (3) для паров алюминия содержит $q \approx 5,2$ эВ. Это значение характерно для отношения молярных долей AlO и O в паровоздушной смеси порядка единицы в нужном интервале температур.

Температура срыва электронной лавины T_* составляет несколько тысяч градусов. Эта ориентировочная цифра указывает, что (4) описывает пробой в парах тугоплавких окислов. Во всяком случае должно выполняться условие $T_* < T_c$, где T_c — критическая температура, иначе отсутствует рассматриваемый механизм подогрева и пробой происходит по другому сценарию. В то же время конкретная запись μ предполагает, что потенциал ионизации I заметно меньше потенциала ионизации воздуха. Например, для атомов алюминия $I = 5,99$ эВ. При этом еще хорошо выполняется неравенство $I/T_* \gg 1$.

2. Динамический режим

При увеличении I возрастает T_* и для ряда веществ оно может превысить температуру кипения наиболее тугоплавкой конденсированной фазы при давлении 1 атм. Это означает невозможность пробоя в изобарическом режиме. Рассмотрим другой режим пробоя, который может реализоваться в этой ситуации. Предположим, что $\tau_{исп}$ мало по сравнению со временем, характеризующим газодинамический разлет парового облака $\tau = d/c_s$, где c_s — скорость звука. Тогда давление в образовавшемся паровом облаке p_v может значительно превышать атмосферное давление, а T_s — температуру кипения при 1 атм. Поскольку τ имеет порядок времени распространения волны разрежения от границы пробойной области к ее центру, можно считать, что на временах $t < \tau$ пробойная область представляет собой однородное облако пара (воздух вытеснен полностью).

В динамическом режиме потери тепла на теплопроводность малы и в качестве критерия пробоя выступает временное условие $\tau_e < \tau$, где τ_e — время развития электронной лавины. Для определения τ_e рассмотрим кинетику нагрева парового облака, начиная с момента, когда частицы полностью испарились:

$$c_v n_v dT/dt = (\mu + \mu_c) S, \quad (5)$$

где c_v — изохорная теплоемкость пара; $\mu_c = n_g \sigma$ — коэффициент поглощения излучения кластерами, размер которых определяется характерным числом атомов g ; σ — сечение поглощения. Поглощение кластерами превалирует на малых временах, поскольку расширение микрофакелов до полного слияния происходит очень быстро (за времена, много меньше τ) и пар становится переохлажденным. Записывая закон действующих масс для реакции образования кластеров в виде $n_g = (n_v/n_0)^g n_{gs} \exp(gq/T)$, представим μ_c в виде

$$\mu_c = \exp(-gq\theta/T_*) \mu_c^{(0)}, \quad (6)$$

где $\mu_c^{(0)} = \mu_c(T_*)$, $\theta = (T - T_*)/T_*$. Температура T_* определяется равенством $\mu^{(0)} = \mu(T_*)$, что соответствует переходу от подогрева к развитию лавины.

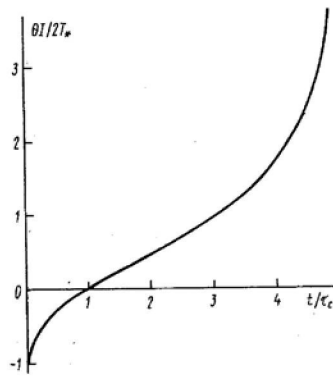
При больших давлениях и высоком потенциале ионизации основной вклад в μ дают столкновения электрон — атом: $\mu = \mu_a = 4\pi n_e (T)^2 q_i \times \times n_v v / m c \omega^2$, где n_e — концентрация электронов; q_i — транспортное сечение рассеяния электрона на атоме; $v = (8T/\pi m)^{1/2}$ — тепловая скорость. Выделяя, как и в (6), наиболее сильную температурную зависимость, запишем μ_a в виде

$$\mu_a = \mu_a^{(0)} \exp(I\theta/2T_*), \quad (7)$$

где $\mu_a^{(0)} = \mu_a(T_*)$. Подставляя (6) и (7) в (5), получаем

$$d\theta/dt = \tau_c^{-1} (T_*/gq) \exp(-gq\theta/T_*) + \\ + \tau_e^{-1} (2T_*/I) \exp(I\theta/2T_*), \quad (8)$$

где $\tau_c = c_v n_v T_*^2 / \mu_c^{(0)} S g q$ — время подогрева пара до температуры T_* ; $\tau_e = 2c_v n_v T_*^2 / \mu_a^{(0)} S I$ — время



Изменение температуры пробной области в динамическом режиме при $\tau_c/\tau_e=4$

развития электронной лавины. Приближенное решение (8) с условием $\theta(\tau_c)=0$ имеет вид

$$\theta/2T_e = (\tau_c/\tau_e) \ln(t/\tau_c) - \ln[1 - (t - \tau_c)/\tau_e]. \quad (9)$$

Рисунок иллюстрирует характер протекающих процессов: тепловой взрыв при $t \rightarrow \tau_c + \tau_e$ и «обратный» тепловой взрыв при малых временах. Большие значения g дают основание полагать, что $\tau_c \ll \tau_e$, и не вычислять τ_c . Пороговое условие пробоя записывается в виде $\tau_e = \tau$ или

$$2c_{Vc} n_0 T_s^2 / \mu_a^{(0)} S I d = 1. \quad (10)$$

Полагая $T_s = T_s$, это выражение можно разрешить относительно пороговой концентрации аэрозольных частиц (аналогично тому, как было записано (4))

$$n_a = (3/4\pi) (\kappa a^3 n_i)^{-1} n_0^{1/(1+q/n)} \times (2c_{Vc} T_s^2 / \eta_a S I d)^{2/(1+1/q)}, \quad (11)$$

где $\eta_a = 4\pi(2g_i/g_a)^{1/2} (m T_s / 2\pi \hbar^2)^{3/4} (e^2 q_i v / m c \omega^2)$; $c_{Vc} T_s^2 / \eta_a$ — слабо зависящая от T_s функция.

3. Результаты расчетов

В таблице сопоставлены расчетные и экспериментальные пороговые значения $(4\pi/3)a^3 n_a$. Во всех случаях пробой можно было считать изобарическим. Расчет проведен в двух вариантах: при $\kappa=1$, т. е. когда все вещество частиц испарено, и при $\kappa=\tau_0/\tau_{\text{исп}}$ (если $\tau_{\text{исп}} > \tau_0$), где $\tau_0=0,5$ мс — время порядка длительности лазер-

ного импульса; время испарения частиц $\tau_{\text{исп}}$ вычислялось для $k_n=0,08$. В расчетах бралось $d=5$ мм для экспериментов [1, 16] и $d=2$ мм для [3, 17].

Использование справочных данных [15] позволило определить константу в (3): $n_0 = 1,47 \cdot 10^{24}$ см⁻³. Для всех экспериментов таблицы $T_s \approx 4000$ К. Важный параметр, к которому чувствительны пороговые концентрации n_a — отношение $1/q=1,15$. При расчете было учтено также наличие отрицательных ионов, влияющих на $\mu_i \sim n_a(n^+ + n^-)$, где n^+ и n^- — концентрации ионов. Поскольку $n^- \gg n_e$, они близки, т. е. $n^+ \approx n^-$, поэтому $\mu_i \sim 2n_e n^+$.

Из таблицы следует, что частицы с радиусами $a < 10$ мкм успевают испариться (расчетные пороговые концентрации частиц в колонках, соответствующих $\kappa=1$ и $k_n=0,08$, совпадают). Крупные частицы не испаряются полностью; об этом свидетельствует систематическое занижение n_a при $\kappa=1$ по сравнению с экспериментом. Согласование с экспериментом достигается подбором $k_n=0,08$, каковое значение представляется разумным.

Обратим внимание на то, что несмотря на качественное согласие для частиц с $a < 10$ мкм существует систематическое превышение расчетных n_a над измеренными. Это занижение может вызываться следующими факторами: 1) подогревом пробной области до температур $T_s > T_s$, вследствие того, что кластеры исчезают при повышении температуры не так резко, как предполагалось; 2) флуктуациями S вследствие многододового характера излучения; 3) снижением тепловых потерь вследствие вытеснения нагретой паровоздушной смеси за пределы фокального объема. Этот эффект, наблюдаемый экспериментально, должен приводить к уменьшению параметра A .

Если концентрация паров в воздухе особенно мала (как в случае частиц с $a=1,2$ мкм), резкое изменение той или иной величины в ходе эксперимента (например, электропроводности пробной области) не обязательно отождествлять с переходом паровой компоненты в состояние полной ионизации. Таким образом, экспериментальное значение n_a , возможно, не всегда соответствует критерию пробоя, использованному в данной работе.

Модель динамического пробоя применялась для описания НК ОП на частицах кремния [1].

Пороговые значения концентраций частиц для частиц алюминия и корунда

Вещество	a, мкм	S, МВт/см ²	$(4\pi/3)a^3 n_a \cdot 10^{18}$ см ⁻³			Литература
			$\kappa=1$	$k_n=0,08$	Эксперимент	
Al	80	1,1	1,9	15,8	16	[1]
	45	0,9	2,1	14,9	14	[1]
Al ₂ O ₃	42	0,37	3,9	63	31	[1]
	12	0,8	2,4	4,2	3,4	[14]
	7	1,0	2,0	2,0	2,1	[14]
	1,5	0,7	2,7	2,7	0,4	[1]
	1,2	3,7	1,0	1,0	0,08	[14]
	10	5	2,2	2,2	0,4	[3]
	5	1,0	5,1	5,1	1,3	[15]

Для кремния параметр $I/q=2,09$, что заметно превышает его значение для корунда. Предполагая, что благодаря фрагментации частицы кремния испаряются полностью, с помощью (11) получим пороговое значение $n_a=1,28 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$, что согласуется с экспериментальным значением $5,7 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}$. При этом $T_s=5500 \text{ К}$.

Сравнение с экспериментами [1, 17], где исследовался пробой на частицах С, Mg, SiC и V_4C_5 , затруднено ввиду отсутствия термодинамических данных. Можно, однако, предполагать, что пробой в аэрозоле с графитовыми частицами происходит в динамическом режиме. Пробой на частицах MgO возможен вследствие взаимодействия с воздухом, приводящего к образованию тугоплавкого соединения Mg_3N_2 . Пробой на частицах серы не описывается рассмотренными механизмами, поскольку T_s превышает критическую температуру.

Из предсказаний теории, которые могут быть проверены экспериментально, следует выделить вывод о том, что пробой аэрозолей с большим потенциалом ионизации, но сравнительно низкой температурой кипения затруднен. К таким веществам следует отнести, например, двуокись кремния.

Авторы благодарны В. С. Воробьеву за ценные обсуждения.

1. Ю. М. Сорокин, И. Я. Королев, Э. М. Крикунова. *Квантовая электроника*, 13, 2464 (1986).
2. С. В. Захарченко, С. Н. Коломиец, А. М. Скрипкин. *Письма в ЖТФ*, 3, 1339 (1977).

3. С. В. Захарченко, Л. П. Семенов, А. М. Скрипкин. *Квантовая электроника*, 11, 2487 (1984).
4. Ю. Н. Захаров, Т. П. Кособурд, Ю. М. Сорокин. *ЖТФ*, 54, 969 (1984).
5. Т. П. Кособурд, Ю. М. Сорокин. *ЖТФ*, 58, 1318 (1988).
6. И. Я. Королев, Т. П. Кособурд, Э. М. Крикунова, Ю. М. Сорокин. *ЖТФ*, 53, 1547 (1983).
7. Ф. В. Бункин, В. В. Савранский. *ЖЭТФ*, 65, 2185 (1973).
8. D. E. Lencioni. *Appl. Phys. Letts*, 23, 12 (1973).
9. Н. Н. Белов. *ДАН СССР*, 289, 1370 (1986).
10. Н. Н. Белов. *Оптика атмосферы*, 1, 45 (1988).
11. И. Я. Королев, Т. П. Кособурд, В. А. Вдовин, Ю. М. Сорокин. *ЖТФ*, 57, 2314 (1987).
12. В. С. Воробьев, А. Л. Хомкин. *Квантовая электроника*, 11, 2221 (1984).
13. Ю. П. Райзер. *Лазерная искра и распространение разрядов*.— М.: Наука, 1974.
14. В. С. Воробьев, С. В. Максименко. *ТВТ*, 26, 852 (1988).
15. Термодинамические свойства индивидуальных веществ / Под ред. Л. В. Глушко и др.— М.: Наука, 1982.
16. В. А. Вдовин, С. В. Захарченко, А. М. Скрипкин, Ю. М. Сорокин. *Труды инст. экспер. метеорологии*, вып. 26 (99), 69 (1981).
17. С. В. Захарченко, А. М. Скрипкин. *Труды инст. экспер. метеорологии*, вып. 26 (99), 82 (1981).

Институт высоких температур
АН СССР, Москва

Поступила в редакцию
4 июля 1989 г.

D. I. Zhukhovitskii, I. T. Yakubov. **On the theory of a low-threshold optical breakdown in an aerosol.**

A model is suggested which describes threshold dependences between the radiation intensity, concentration and sizes of aerosol particles. It is based on the assumption that the development of the electronic avalanche begins at the temperature of saturation of the substance evaporated from the particles. Two possible breakdown conditions are outlined: the isobaric and dynamic ones.