

Н.Н. Белов

**ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ЧАСТОТА СГУСТКОВ ПЛАЗМЫ
ОПТИЧЕСКОГО РАЗРЯДА В АЭРОЗОЛЕ**

Построена аналитическая аппроксимация всех известных экспериментальных зависимостей порога оптического пробоя от радиуса частиц. Получены формулы для пространственной частоты возникновения сгустков плазмы оптического разряда в аэрозоле. Результаты проведенных расчетов согласуются с известными экспериментальными данными.

В [1] выполнены широкие экспериментальные исследования зависимости концентрации очагов плазмы оптического разряда (ОР) в аэрозоле, развивающихся под действием микросекундных импульсов излучения с $\lambda = 10,6$ мкм. Аналогичные исследования на $\lambda = 1,06$ мкм выполнены в [2], [3]. В [4] построена теория вероятности возникновения сгустков плазмы при фокусировке излучения в аэрозоле для случая, когда порог пробоя не зависит от радиуса частиц. В настоящей работе получены соотношения, описывающие пространственную частоту сгустков плазмы ОР в аэрозоле для всех известных типов зависимости порога ОР от радиуса аэрозольных частиц, двух видов функций распределения частиц по размерам и четырех типов поперечного распределения интенсивности излучения.

Плазма оптического разряда возникает вокруг частиц аэрозоля [1]–[5]. Число N_L плазменных сгустков на единицу длины луча принято называть пространственной частотой сгустков плазмы оптического разряда [1]. Величина N_L определяется соотношением:

$$N_L = \int_{a_1^0}^{a_2^0} S(a) f(a) da, \quad (1)$$

где $S(a)$ — площадь части сечения луча, во всех точках которой интенсивность превышает порог $I_b(a)$ иницирования ОР частицами радиуса a ; $f(a)$ — функция распределения аэрозольных частиц (интеграл от $f(a)$ равен концентрации n_a частиц); $[a_1^0, a_2^0]$ — диапазон интегрирования по радиусу частиц.

С увеличением мощности W излучения величина $S(a)$ становится отличной от нуля, когда интенсивность I_m в наиболее горячей точке луча становится равной $I_b(a)$. Дальнейшее увеличение W ведет к резкому возрастанию $S(a)$, на смену которому приходит независимость $S(a)$ от W для распределений типа 1, 2 из табл. 1 или логарифмически слабое возрастание $S(a)$ с ростом W для распределений гауссова вида 3 и 4 табл. 1.

Для описания мелкодисперсной фракции атмосферного аэрозоля широко используют юнговскую функцию распределения частиц по размерам [5]

$$f(a) = B_r a^{-b}. \quad (2)$$

Распределение по радиусам облачных капель описывает формула Хргиана — Мазина [6]

$$f(a) = B_r a^2 e^{-ab}. \quad (3)$$

Все последующие расчеты выполнены для этих двух типов функций распределения.

Известны следующие виды зависимостей порогов ОР от радиуса аэрозольных частиц. В [7], [8] показано, что порог ОР под действием микросекундных импульсов с $\lambda=10,6$ мкм не зависит от вещества аэрозольных частиц и их радиуса (по крайней мере от 1 до 100 мкм):

$$I_b(a) = c_1. \quad (4)$$

Пороговая площадь S и параметр превышения A излучения*

№ п/п	Название распределения интенсивности	Интенсивность излучения	Пороговая площадь S, A > 1	Параметр превышения A
1	Столообразное распределение	$W(\pi r t)^{-1}$, при $r \leq r_1$ 0, при $r > r_1$	πr_1^2	$W(\pi I_b r_1^2)^{-1}$
2	Плоское кольцо	$W[\pi(r_2^2 - r^2)]^{-1}$, при $r \in [r_1, r_2]$ 0, при $r < r_1$ или $r > r_2$	$\pi(r_2^2 - r_1^2)$	$W[\pi I_b(r_2^2 - r_1^2)]^{-1}$
3	Гауссово распределение	$2W\eta\Delta^{-2}\pi^{-1}$	$\pi/2 \Delta^2 \ln A$	$2W(\pi I_b \Delta^2)^{-1}$
4	Гауссово распределение с резким провалом	$2W\eta(\pi\xi\Delta^2)^{-1}$, если $r \geq d$ 0, если $r < d$	$\pi/2 \Delta^2 \ln A - \pi/2 d^2$ **	$2W(\pi I_b \xi \Delta^2)^{-1}$

* $\eta = \exp(-2r^2\Delta^{-2})$, $\xi = 1 - \exp(2d^2\Delta^{-2})$;
 ** при условии $(d/\Delta)^2 > \ln A$ величина S = 0.

Величина c_1 в первом приближении обратно пропорциональна длительности импульса и при $\tau_n \sim 10^{-6}$ с составляет $\sim 4 \cdot 10^7$ Вт/см² [8]. В [2] показано, что зависимость $I_b(a)$ для частиц корунда радиусом 0,5–5 мкм при $\tau_n = 80$ нс и $\lambda = 1,06$ мкм можно аппроксимировать формулой

$$I_b = c_1 a^{-s}, \quad (5)$$

где $c_1 = 2,9 \cdot 10^9$ [Вт · мкм^{-3/2} · см⁻²], $S = 1,5$. В [9] показано, что I_b для капель воды радиусом 20–180 мкм под действием импульса излучения длительностью $\tau_n = 40$ нс с $\lambda = 1,06$ мкм возрастает с увеличением радиуса частиц. Аналогичная зависимость получена для капель воды 20–260 мкм при $\tau_n = 50$ нс и $\lambda = 0,69$ мкм [10]. Для более мелких капель воды 1,5–20 мкм величина I_b спадает с ростом a [10]. Все вышеуказанные зависимости $I_b(a)$ были аппроксимированы с помощью функций (4) и (5), а также функций вида:

$$I_b(a) = (c_1 + c_2 a^s)^{-2/3}; \quad (6)$$

$$I_b(a) = \exp(c_1 + c_2 a); \quad (7)$$

$$I_b(a) = c_1 + c_2 a^s. \quad (8)$$

Точность экспериментальных результатов по $I_b(a)$ сравнительно низка (10–30%), поэтому в настоящей работе удовлетворительными считались аппроксимации с ошибкой $\sigma \lesssim 30\%$. В табл. 2 приведены коэффициенты c_1 , c_2 и s в аппроксимационные формулы (4)–(8), описывающие экспериментальные результаты ([9] – номер 1; [10] – номера 2, 3 и [2] – номер 4). Величины коэффициентов c_1 и c_2 табл. 2 соответствуют выражению I_b в [Вт/см²], величина a в см. Как видно из табл. 2, любой набор экспериментальных данных может быть аппроксимирован несколькими аналитическими зависимостями.

В полидисперсном аэрозоле выделим область, в пределах которой максимальное значение интенсивности излучения равно I_m . Если отношение $A = I_m \cdot I_b^{-1}(a)$ меньше единицы, то частицы радиуса a , находящиеся в рассматриваемой области, не инициируют развитие плазменных сгустков ОР. Коэффициент A принято называть параметром превышения интенсивности в рассматриваемой области над пороговым значением [4] или просто параметром превышения. В табл. 1 приведены соотношения, связывающие значения A с характеристиками луча. При изменении величины I_m изменяется диапазон размеров частиц, инициирующих ОР. Если зависимость $I_b(a)$ монотонна, то каждому значению I_m можно поставить в соответствие величину a_c , отделяющую область радиусов частиц, инициирующих ОР, от диапазона пассивных частиц. Величину a_c в дальнейшем будем называть критическим радиусом частиц. Он определяется соотношением

$$I_m \cdot I_b^{-1}(a_c) = 1. \quad (9)$$

Подставляя (4)–(8) в (9), получаем формулы

$$a_c = \left(\frac{c_1}{I_m}\right)^{1/s}; \quad a_c = [c_2^{-1}(I_m^{-3/2} - c_1)]^{1/s};$$

$$a_c = (\ln I_m - c_1) c_2^{-1}; \quad a_c = [c_2^{-1}(I_m - c_1)]^{1/s}, \quad (10)$$

определяющие a_c для каждого типа зависимости $I_b(a)$ (см. формулы (4)–(8)).

Подставляя (2) и (4) в (1), для гауссова луча имеем

$$N_i = \frac{\pi \Delta^2}{2(b-1)} B_r a^{1-b} \ln \frac{I_m}{c_1} \Big|_{a_2}^{a_1}. \quad (11)$$

Необходимо отметить, что величины a_1 и a_2 в общем случае отличаются от минимального a_1^0 и максимального a_2^0 радиусов частиц в аэрозоле. Это отличие обусловлено тем, что одной из границ диапазона радиусов пробойных частиц может быть значение критического радиуса a_c , определяемое по (10). Выбор значений a_1 и a_2 по a_c , a_1^0 и a_2^0 производится следующим образом. Если интенсивность превосходит $I_b(a_1^0)$ и $I_b(a_2^0)$, то $a_1 = a_1^0$, и $a_2 = a_2^0$, т. е. частицы всех рассматриваемых радиусов инициируют ОР. Если интенсивность меньше $I_b(a_1^0)$ и $I_b(a_2^0)$, то $a_1 = a_2 = a_1^0$. Частицы рассматриваемого диапазона радиусов не инициируют ОР. В случае $I_b(a_1^0) > I_m > I_b(a_2^0)$ величины a_1 , и a_2 равны: $a_1 = a_c$, $a_2 = a_c$. Если $I_b(a_1^0) < I_m < I_b(a_2^0)$, то $a_1 = a_2^0$ и $a_2 = a_c$. Существует ограничение на верхний предел интегрирования. Оно связано с существенным выпадением крупнодисперсной фракции. Кроме того, как показано в [10], по мере роста a возможна смена вида зависимости $I_b(a)$, которая снижает эффективность инициирования ОР крупными частицами.

Таблица 2

Коэффициенты аппроксимации c_1, c_2, s зависимости $I_b(a)$ к формулам (4)–(8) для разных наборов экспериментальных данных

№ п/п	Коэффициенты	Номера формул и соответствующие диапазоны их применимости a_1, a_2 в мкм									
		(4)		(5)		(6)	(7)	(8)	для (5)–(8)		
		a_1	a_2	a_1	a_2				a_1	a_2	
1	c_1	$1,3 \cdot 10^9$		$4,2 \cdot 10^{11}$		—	20,7	$1,1 \cdot 10^9$			
	c_2	0	20	40		—	223	$3,3 \cdot 10^{13}$	20	180	
	s	0		—1		—	0	2			
2	c_1	$2 \cdot 10^9$		$8,2 \cdot 10^7$		$-3,69 \cdot 10^{-16}$	22,6	$2,21 \cdot 10^9$			
	c_2	0	10	20		$6,79 \cdot 10^{-12}$	—692	$1,87 \cdot 10^5$	1,5	20	
	s	0		0,5		1	0	—1,1			
3	c_1	$2 \cdot 10^3$		—		—	20,9	$2,04 \cdot 10^9$			
	c_2	0	20	60		—	122,6	$3,37 \cdot 10^{13}$	20	260	
	s	0		—		—	0	2,1			
4	c_1	$2,5 \cdot 10^8$		10^8		$-1,16 \cdot 10^{-13}$	21,17	—			
	c_2	0	3	5		$1,48 \cdot 10^{-9}$	$6,68 \cdot 10^8$	—	0,5	5	
	s	0		1,5		1	0	—			

Для юнговского характера $f(a)$ и экспоненциальной зависимости $I_b(a)$ типа (7) пространственная частота плазменных сгустков в гауссовом луче равна

$$N_l = \frac{\pi \Delta^2}{2(b-1)} B_r a^{1-b} \left[c_1 + c_2 a \left(\frac{b-1}{b-2} \right) - \ln I_m \right] \Big|_{a_1}^{a_2} \quad (12)$$

Степенной (5) вид $I_b(a)$ в сочетании с гауссовым распределением интенсивности по радиусу и юнговским распределением $f(a)$ ведет к следующей зависимости пространственной частоты от характеристик луча и аэрозоля

$$N_l = \frac{\pi\Delta^2}{2(b-1)} B_r a^{1-b} \left(\ln \frac{I_m}{c_1 a^{-s}} + \frac{s}{b-1} \right) \Big|_{a_1}^{a_2}. \quad (13)$$

Пространственная частота возникновения сгустков плазмы ОР для столбобразного распределения $I(r)$ для $I_b(a) = \text{const}$ и юнговской функции распределения равна

$$N_l = \frac{\pi\Delta^2}{b-1} B_r a^{1-b} \Big|_{a_2}^{a_1}. \quad (14)$$

Если функцию распределения частиц по размерам описывает формула Хргиана – Мазина, то выражения для N_l несколько усложняются (см. (15), (16)). В этом случае для гауссова луча и $I_b(a) = \text{const}$ величина N_l равна

$$N_l = \frac{\pi\Delta^2}{2b} B_r (a^2 + 2ab^{-1} + 2b^{-2}) \exp(-ab) \ln \frac{I_m}{c_1} \Big|_{a_1}^{a_2}. \quad (15)$$

Экспоненциальная зависимость $I_b(a)$ вида (7) для гауссова луча приводит к следующей формуле для поиска

$$N_l = \frac{\pi\Delta^2}{2b} B_r \exp(-ab) [(a^2 + 2ab^{-1} + 2b^{-2})(c_1 - 1) \Big|_{a_1}^{a_2} + c_2 (a^3 + 3a^2b^{-1} + 6ab^{-2} + 6b^{-3})] \Big|_{a_1}^{a_2}. \quad (16)$$

Столбобразное распределение $I(r)$ и условие $I_b(a) = \text{const}$ существенно упрощают формулу для N_l даже в случае $f(a)$ типа (3)

$$N_l = \frac{\pi\Delta^2}{b} B_r \exp(-ab) (a^2 + 2ab^{-1} + 2b^{-2}) \Big|_{a_2}^{a_1}. \quad (17)$$

Если диапазон интегрирования по радиусам при нахождении N_l равен $[0, \infty]$, то формулы (11)–(17) могут быть существенно упрощены. При этом для формулы (11) можно написать

$$N_l = \frac{\pi\Delta^2}{2} n_a \ln \frac{I_m}{c_1}, \quad (18)$$

для (12)

$$N_l = \frac{\pi\Delta^2}{2(b-1)} B_r a_c^{1-b} (\ln I_m - c_1), \quad (19)$$

а (13) переходит в

$$N_l = \frac{\pi\Delta^2}{2(b-1)} B_r a_c^{1-b} \left(\ln \frac{I_m}{c_1 a_c^{-s}} + \frac{s}{b-1} \right). \quad (20)$$

Правильность формул (11)–(20) доказывает близость результатов расчетов при использовании нескольких аппроксимаций $I_b(a)$ для одной и той же совокупности экспериментальных данных по $I_b(a)$. Например, расчеты по формулам (11)–(13) для набора коэффициентов № 1 из табл. 2 дают следующие значения N_l : $0,302 \text{ см}^{-1}$ ($0,339 \text{ см}^{-1}$); $0,137 \text{ см}^{-1}$ ($0,156 \text{ см}^{-1}$) и $0,304 \text{ см}^{-1}$ ($0,349 \text{ см}^{-1}$) при максимальной интенсивности излучения $6,37 \cdot 10^9 \text{ Вт/см}^2$ (в скобках указаны результаты расчета по модификациям (18)–(20) формул (11)–(13) для диапазона $a \in [0, \infty]$).

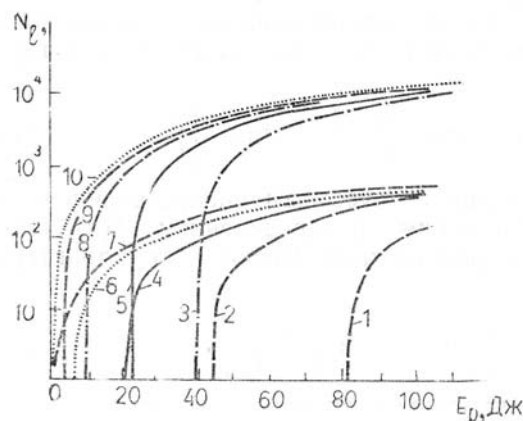
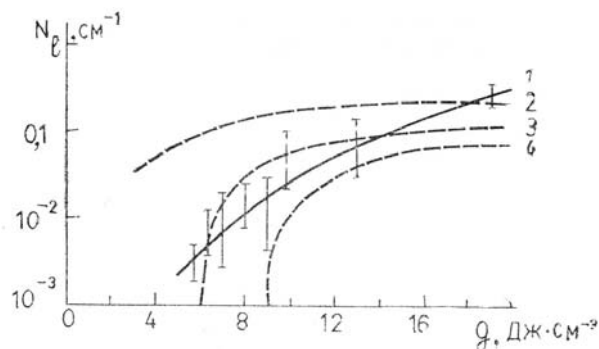


Рис. 1. Зависимость от энергии E_p луча числа N_l плазменных сгустков в аэрозоле из частиц Al_2O_3 ($a_1^0 = 0,5$ мкм) под действием излучения с $\lambda = 1,06$ мкм, $\Delta = 1,1$ см и $\tau_{ii} = 80$ нс (a_2^0 равно 3 (кривые 1,3); 4 (2,5); 5 (4,8); 10 (6,9) и 500 мкм (7,10))

В этих расчетах использованы следующие константы для юнговской функции распределения: $B_r = 10^{-7}$ см $^{-1}$ и $b = 3$. Расчеты выполнены для диапазона $a_1^0 = 20$ мкм и $a_2^0 = 40$ мкм, в котором справедливы все типы зависимости $I_b(a)$ (4)–(8) (см. табл. 2 $N = 1$). Аналогичные проверки выполнены для всех наборов констант табл. 2.

Для сопоставления теоретических и экспериментальных результатов проведены серии расчетов по формулам (11), (13) применительно к условиям эксперимента.

На рис. 1 приведены результаты расчета N_l для гауссова (кривые 3, 5, 8–10) и столообразного (кривые 1, 2, 4, 6, 7) распределений по формуле (13) для юнговского распределения ($B_r = 10^{-3}$ см $^{-1}$, $b = 3$) частиц Al_2O_3 по размерам в излучении с $\lambda = 1,06$ мкм, $\tau_{ii} = 80$ нс и $\Delta = 1,1$ см. В расчете использована зависимость $I_b(a)$ типа (5), коэффициенты c_1 и s приведены в строке № 4 табл. 2. Этот набор характеристик луча и аэрозоля соответствует условиям проведения эксперимента в [2]. Расчеты показали, что наиболее важной величиной для определения N_l является положение нижней границы a_2^0 диапазона радиусов частиц. Кривые рис. 1 соответствуют значениям a_2^0 равным 3 (1,3); 4 (2,5); 5 мкм (4,8). В [2] показано, что для возникновения плазменных сгустков пороговое значение энергии луча приблизительно равно 20 Дж. Характер распределения $I(r)$ не указан. Если предположить, что распределение $I(r)$ в условиях [2] было столообразным, то в условиях этого эксперимента $a_2 = 5$ мкм. Если же $I(r)$ – гауссово, то $a_2^0 = 4$ мкм. В согласии с экспериментом [2] результаты расчета по формуле (13) показывают, что возникновение плазменных сгустков имеет четко выраженный порог, положение которого зависит в первую очередь от a_2^0 . В [3] показано, что при $E_p = 100$ Дж и $\Delta \approx 1,1$ см величина $N_l \approx 0,1 n_a$. Данные рис. 1 показывают, что такой вид зависимости $N_l(a)$ соответствует распределению $I(r)$, промежуточному между гауссовым и столообразным.



На рис. 2 приведены результаты расчета для условий эксперимента, взятых из [1] для гауссова распределения: $\Delta = 2,5$ см, $\lambda = 10,6$ мкм, $\tau_{ii} = 300$ нс, $n_a = 10^{-2}$ см $^{-3}$, $I_b(a) = c_1$. Кривая 1 рис. 2 представляет результаты экспериментального исследования зависимости N_l от плотности энергий излучения [1]. Кривые 2–4 получены расчетом N_l по формуле (11) для $I_b = 2,4$ Дж/см 2 ; 6 Дж/см 2 и 9 Дж/см 2 соответственно. Видно удовлетворительное согласие теории с экспериментом для случая $I_b = 6$ Дж/см 2 . Более точно зависимость N_l от энергетических характеристик луча можно найти при использовании в расчетах экспериментальных зависимостей $S(A)$.

1. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д., Кузиковский А.В. Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле. — Новосибирск- Наука 1984. — 223 с.
2. Захарченко С.В., Скрипкин А.М. Распространение лазерного излучения при возникновении длинной лазерной искры. — ЖТФ, 1985, т. 55, № 10, с. 1935—1942.
3. Захарченко С.В., Синтюрин Г.А., Скрипкин А.М. Влияние частиц аэрозоля на частоту возникновения искры в протяженном лазерном пробое. — Письма ЖТФ, 1980, т. 6, № 17, с. 1065—1069.
4. Белов Н.Н. Вероятность оптического пробоя в аэрозоле. — ДАН СССР, 1986, т. 289, № 6, с. 1370—1372.
5. Буйкин Ф.В., Савранский В.В. Оптический пробой газов, инициированный тепловым взрывом взвешенных микроскопических частиц. — ЖЭТФ, 1973, т. 65, № 6 (12), с. 2185—2195.
6. Седунов Ю.С. Физика образования жидкокапельной фазы в атмосфере. — Л.: Гидрометеиздат, 1972. — 207 с.
7. Smith D. C Gas breakdown initiated by laser radiation interaction with aerosols and solid surfaces. — J. Appl. Phys., 1977; v. 48, N. 6, p. 2217-2225.
8. Белов Н.Н., Дацкевич Н.П., Карлова Е.К., Карлов Н.В., Кононов Н.Н., Кузьмин Г.П., Негин А.Е., Никифоров С.М., Фукс Н.А. Канал просветления и образование плазмы пробоя в аэрозоле под действием излучения CO₂-лазера. — ЖТФ, 1979, т. 49, № 2, с. 333—337.
9. Мамонов В.К. Экспериментальное исследование кинетики развития пробоя воздуха вблизи капель слабопоглощающего аэрозоля. — ЖТФ, 1985, т. 55, № 12, с. 2333—2340.
10. Погодаев В.А., Рождественский А.Е. Оптический пробой в воздухе, инициируемый слабопоглощающими водными частицами. — Письма в ЖТФ, 1979, т. 5, № 5, с. 257—260.

Научно-исследовательский
физико-химический институт
им. Л.Я. Карпова, Москва

Поступила в редакцию
14 декабря 1987 г.

N.N. Belov. **Plasmoid Number in a Laser Beam under Optical Discharge in Aerosol.**

Approximate analytic expressions for interpreting all the known experimental data on the variation of the optical breakdown threshold with the particle radius were derived.

Computation relations for the plasmoid number in a laser beam under optical discharge in aerosol were obtained. The calculation results showed a reasonable agreement with the experiments the author is aware of.