

Н.Н. Белов

## ЗАВИСИМОСТЬ ПОРОГА ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ ОТ РАДИУСА АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

Найдены аппроксимационные зависимости для всех известных экспериментальных наборов данных о порогах оптического пробоя (ОП) на аэрозольных частицах разного радиуса. Показано, что значение порога ОП на частицах корунда ( $\lambda = 1,06$  мкм) определяется порогом ОП предионизованного воздуха в области фокусировки света частицей. Порог ОП на крупных частицах корунда перестает зависеть от радиуса частиц и равен интенсивности, необходимой для поддержания и развития плазмы ОП, зарождающейся в области фокусировки света частицей.

Порог оптического пробоя (ОП) целесообразно характеризовать интенсивностью  $I_b$  излучения в случае коротких ( $\sim 10^{-11}$  с и менее) лазерных импульсов, когда плазма ОП образуется в результате многофотонной (и туннельной) ионизации воздуха, или в случае очень длинных ( $10-100$  мкс и более) импульсов, когда затраты на пробой определяются энергетическими потерями плазмы (например, диффузией электронов и излучением из плазмы). В промежуточной области длительностей импульсов порог ОП целесообразно характеризовать плотностью энергии  $q_b$  излучения. Если в процессе развития ОП потери энергии пренебрежимо малы, то величина  $q_b$  не зависит от длительности  $\tau$  и формы  $f(t)$  импульса. Таким образом, заметная зависимость от  $\tau$  и  $f(t)$  указывает на существенную роль предпробойных стадий и/или энергетических потерь в развитии ОП и, следовательно, позволяет уточнить механизм развития плазмы ОП. Поэтому далее порог пробоя будет характеризоваться в единицах Дж/см<sup>2</sup>.

Характер зависимости  $q_b$  от радиуса  $a$  аэрозольных частиц определяет динамику [1] и вероятность [2] развития сгустков плазмы ОП в аэрозоле. В настоящей статье найдены формулы, описывающие все известные экспериментальные  $q_b(a)$ . Разрешено противоречие между экспериментальными данными [3], [4] по  $q_b(a)$  на длине волны 10,6 мкм для грубодисперсного аэрозоля. Для субмикронных частиц при отсутствии прямых измерений  $q_b(a)$  найден метод восстановления  $q_b(a)$  из экспериментальной зависимости от фокусного расстояния  $f$  линзы величины интенсивности  $I_{fw}$  лазерного излучения в фокальной точке при заданном значении вероятности возникновения плазмы ОП. Этот метод использован при нахождении зависимости  $q_b(a)$  для высокодисперсного аэрозоля по данным [5], [6] на  $\lambda = 10,6$  и 1,06 мкм.

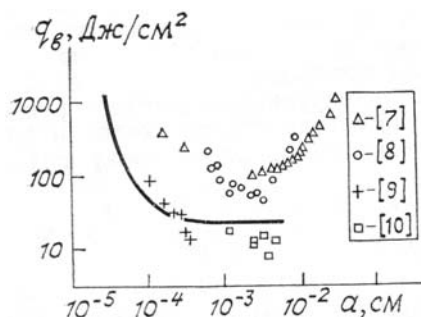


Рис. 1. Зависимость порога оптического пробоя от радиуса частиц корунда ( $\lambda = 1,06$  мкм,  $\tau = 80$  нс [9] и 10 нс [10]) и капель воды ( $\lambda = 0,69$  мкм,  $\tau = 50$  нс [7] и  $\lambda = 1,06$  мкм,  $\tau = 40$  [8]). Сплошная линия — расчет по (3)

1. **Пороги ОП для капель воды (видимый и ближний ИК диапазоны).** На рис. 1. представлены экспериментальные данные по порогам ОП на каплях воды под действием излучения рубинового [7] и неодимового [8] лазеров. Для поиска аппроксимаций этих данных разработана программа, в которой оптимальные коэффициенты аппроксимации выбираются из условия минимизации среднеквадратического симметризованного относительного отклонения аппроксимирующих значений  $q_a(a_i)$  от экспериментальных данных  $q_b(a_i)$

$$\delta_I = \frac{1}{2} (N - 1)^{-1} \sum_{i=1}^N \{ [q_a(a_i) - q_b(a_i)]^2 q_b^{-2}(a_i) + [q_a(a_i) - q_b(a_i)]^2 q_a^{-2}(a_i) \}$$

и максимального симметризованного отклонения  $q_a(a_i)$  от  $q_b(a_i)$

$$\delta_c = \frac{1}{2} \text{SUP}_{i=1, \dots, N} \left| [q_b^*(a_i) - q_a^*(a_i)] [q_a(a_i) q_b(a_i)]^{-1} \right|.$$

Такая модификация критериев аппроксимации приводит к существенному увеличению эффективности программы минимизации отклонений между  $q_b(a_i)$  и  $q_a(a_i)$  по сравнению со стандартными методами. В стандартных критериях аппроксимации определяющим является диапазон значений аргумента, в котором аппроксимируемая функция достигает наибольших значений. Кроме того, в этих методах положительные и отрицательные отклонения аппроксимируемой функции от аппроксимирующей оказывают разное влияние на критерий качества аппроксимации. Вышеуказанные симметризованные отклонения устраняют эти недостатки. Исходная для аппроксимации таблица плотности энергии порогов ОП была получена умножением экспериментальных данных по  $I_b(a)$  [7], [8] на длительность соответствующих лазерных импульсов. Естественно, что при этом была внесена некоторая ошибка. Пробой в [7], [8] регистрировался по интенсивности лазерного излучения в момент появления заметного ослабления излучения плазменным очагом пробоя. В выходных же данных [7], [8] приведены лишь зависимости  $I_b(a)$ , а соответствующие времена развития процесса опущены. Полученные данные удовлетворительно описывает соотношение

$$q_b(a) = ca^{-s} \exp(ab) \quad (1)$$

в широком диапазоне радиусов капель (от 6 до 120 мкм на  $\lambda = 1,06$  мкм и от 1,5 до 250 мкм на  $\lambda = 0,69$  мкм). Это достигается при следующих значениях коэффициентов: на  $\lambda = 1,06$  мкм —  $c = 5,98 \cdot 10^{-2}$  Дж/см,  $s = 1$ ,  $b = 423$  см $^{-1}$ , а на  $\lambda = 0,69$  мкм —  $c = 3,9$  Дж/см $^{1,5}$ ,  $s = 0,5$ ,  $b = 145$  см $^{-1}$ .

**2. Оптический пробой на частицах корунда ( $\lambda 1,06$  мкм).** На рис. 1 приведены результаты экспериментального исследования [9], [10] зависимости  $q_b(a)$  при инициировании ОП частицами корунда на  $\lambda = 1,06$  мкм. Из всего объема данных [10] на рис. 1 представлены лишь те, которые были получены в серии импульсов с наименьшим значением средней энергии импульса лазерного излучения. Этот выбор использован для того, чтобы снизить величину ошибки из-за неопределенности времени развития ОП при переходе от  $I_b$  к  $q_b$  умножением на половину длительности импульса.

Интересно, что данные [10] как бы продолжают зависимость порога ОП, найденную в [9], в области больших радиусов частиц (см. рис. 1). В то же время оба набора экспериментальных данных удовлетворительно описывает аппроксимационная зависимость вида

$$q_b(a) = 20 + (3 \cdot 10^{-4} a^{-1} [\text{см}])^3, \quad (2)$$

результаты расчета по которой обозначены на рис. 1 сплошной линией. Коэффициенты в формулу (2) восстановлены из экспериментальных данных [11] измерения зависимости от фокусного расстояния линзы интенсивности  $I_{fv}$  лазерного излучения в фокусе при пороговых условиях в лабораторном воздухе (см. п. 4). Резкий спад  $q_b(a)$  в области малых  $a$  можно объяснить увеличением оптического поля в главном максимуме (ГМ), который лежит в полюсе теневой полусферы [12]. Интенсивность оптического поля в ГМ слабопоглощающих частиц при  $a\lambda^{-1} > 1$  превышает интенсивность невозмущенного частицей излучения в  $B_m$  раз [13]

$$B_m \approx 20(n-1)^2 \rho, \quad (3)$$

где  $n$  — показатель преломления частиц,  $\rho = 2\pi a \lambda^{-1}$  — параметр дифракции частиц. С учетом (3) получаем, что в пороговых для пробоя условиях в диапазоне радиусов корундовых частиц от 1 до 4 мкм интенсивность оптического поля в полюсе теневой полусферы частицы практически неизменна и составляет  $\sim 3 \cdot 10^{10}$  Вт/см $^2$ . Эта интенсивность излучения обеспечивает эффективную поставку затравочных электронов за счет многофотонной эмиссии (работа выхода корунда 3,9 эВ) и в то же время достаточна для пробоя предионизованного воздуха за  $\sim 10^{-7}$  с. Несмотря на непрерывный рост  $B_m$  с ростом  $a$  в соответствии с (3) при больших  $a$  уменьшение  $q_b(a)$  практически прекращается (см. рис. 1). Очевидно, это связано с тем, что поставка затравочных электронов в область фокусировки света частицей перестает лимитировать процесс. При больших  $a$  плотность невозмущенного частицей излучения должна быть достаточна для поддержания и развития затравочной плазмы, зарождающейся в узкой области фокусировки света за частицей. Уменьшение  $q_b$  с увеличением крутизны импульса, обнаруженное в [10], очевидно, вызвано диффузионными потерями электронов из области фокусировки света частицей при образовании затравочной плазмы.

**3. Порог ОП в грубодисперсном аэрозоле ( $\lambda 10,6$  мкм).** Впервые независимость  $q_b$  от  $a$  на  $\lambda = 10,6$  мкм и  $\tau = 10^{-6} - 10^{-7}$  с от материала (окись алюминия, стекло, германий, сажа, поваренная соль) частиц обнаружена в [4]. Исследования, выполненные в [4] с отдельными частицами этих материалов радиусом 10 мкм и более, показали, что порог ОП не зависит не только от вещества частиц,

но и от их радиуса и составляет около  $12 \text{ Дж/см}^2$  для импульса длительностью  $0,2 \text{ мкс}$ . Кроме того, в [4] при иницировании ОП стеклянными волокнами диаметром  $6, 10, 30$  и  $100 \text{ мкм}$ , размещенными в фокусе пучка излучения, обнаружено, что порог ОП практически не зависит от диаметра волокна и составляет  $q_b \sim 20 \text{ Дж/см}^2$ . Для мелких частиц ( $a < 10 \text{ мкм}$ ) в [4] обнаружено сильное возрастание  $q_b$  с увеличением  $a$ . В [3] подтверждена независимость порога ОП от материала частиц (тот же набор). Кроме того, в [3] показано, что порог ОП не зависит от радиуса частиц в диапазоне  $0,5 - 50 \text{ мкм}$  и составляет  $20 - 40 \text{ Дж/см}^2$  для моноимпульсного излучения длительностью  $0,2 \text{ мкс}$ .

Рассмотрим причины резкого расхождения результатов измерений [3] и [4] при малых  $a$ . Для измерения зависимости  $q_b(a)$  Смит помещал в выбранную точку пятна лазерного луча частицу известного радиуса и вещества, воздействовал на нее лазерным пучком с известной энергией и регистрировал факт наличия плазмы ОП. Вариация интенсивности излучения позволила Смиуту определить интенсивность в точке размещения частиц, при которой вероятность возникновения плазмы пробоя  $W$  равна  $50\%$ . Эта интенсивность и была принята за порог пробоя. Очевидна надежность этого способа. Метод, использованный Ленсиони [4] для нахождения  $q_b(a)$ , требует сложной последующей обработки данных. Ленсиони [4] фокусировал лазерное излучение в аэрозольной камере с полидисперсным аэрозолем и регулировал среднюю энергию импульсов излучения до тех пор, пока величина  $W$  не достигала заданного значения ( $50\%$ ). При  $W = 0,5$  Ленсиони считал, что порог ОП равен половине интенсивности излучения в фокусе. Далее, ему необходимо было привязать эту величину к радиусу частиц, которые наиболее часто в этих условиях иницируют ОП. Для этого Ленсиони предположил, что с ростом  $a$  порог ОП падает. Это позволило связать концентрацию  $n(a)$  частиц, радиус которых превосходит значение  $a$ , и величину фокального объема  $V_c$  с вероятностью пробоя  $W = 1 - \exp[-V_c n(a)]$ . Для оценки величины  $V_c$  Ленсиони воспользовался моделью «однородный цилиндр», согласно которой из всего объема острофокусированного пучка надо учитывать лишь область, ограниченную каустикой луча. В [2] показано, что использование этой модели приводит к существенным систематическим ошибкам при оценке фокального объема, как правило, на несколько порядков величины. Таким образом, несоответствие данных Ленсиони результатам измерений Смита объясняется использованием ошибочной формулы для фокального объема и построением методики расшифровки экспериментальных данных на предположении существенного изменения  $q_b(a)$  в той области  $a$ , где прямые измерения [3] указывают на отсутствие заметной зависимости  $q_b(a)$ .

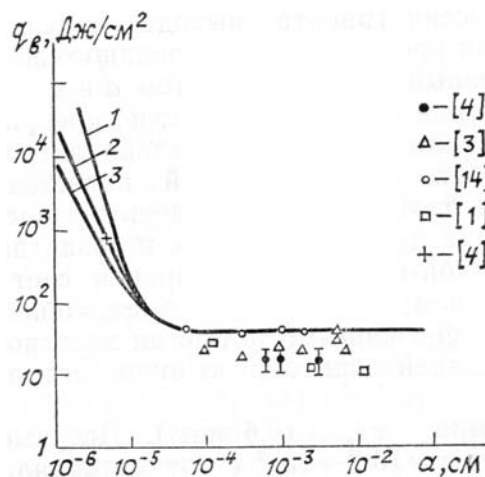


Рис. 2. Зависимость порога пробоя от радиуса частиц разного состава (корунд, германий, окись магния, стекло, алюминий, окись железа, сажа, поваренная соль) под действием излучения ТЕА –  $\text{CO}_2$ -лазера. Кривые 1–3 рассчитаны по (4)

В [14] подтверждены выводы о независимости порога ОП от вещества (кварц,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ , окись алюминия, сажа, окись магния) и размера ( $0,5 - 20 \text{ мкм}$ ) частиц. Согласно [14], порог пробоя в аэрозоле под действием моноимпульса излучения  $\text{CO}_2$ -лазера изменяется не более чем в два-три раза (погрешность сопоставления абсолютных экспериментальных данных, полученных на разных установках) при уменьшении концентрации аэрозольных частиц более чем на 6 порядков величины (от  $0,1$  до  $10^5 \text{ см}^{-3}$ ). На рис. 2 приведены результаты экспериментальных исследований зависимости  $q_b(a)$  за исключением тех, которые отягощены методическими погрешностями из-за использования ошибочной формулы фокального объема. Длительность  $\tau$  моноимпульсов излучения, использованных при измерении  $q_b(a)$ , составляет  $0,2 \text{ мкс}$  [3] и  $0,2 - 4 \text{ мкс}$  [4]. Приведенные на рис. 2 данные [4] получены с отдельными стеклянными волокнами диаметром от  $6$  до  $100 \text{ мкм}$  и аэрозольными частицами ( $a > 10 \text{ мкм}$ ) широкого набора материалов ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{C}$ ,  $\text{Ge}$ ) при поштучном размещении в фокусе. Крестиком на рис. 2 обозначен порог ОП лабораторного воздуха, очищенного от частиц размером  $2a > 0,1 \text{ мкм}$  [4]. В [14] пороги ОП определены по отсечке пропускания плазмой ОП в различных

аэрозолях по протяженности пороговой изофоты в аэрозолях с достаточно узким спектром частиц и по вероятности ОП в аэрозолях при использовании точной формулы для величины фокального объема гауссова пучка [2]. Из рис. 2 видно, что в диапазоне  $a \in [0,5; 100 \text{ мкм}]$  порог ОП не зависит от  $a$  и материала частиц. Видно, что результаты измерений, полученные различными авторами, удовлетворительно согласуются между собой по абсолютной величине.

4. Прямые данные по  $q_b(a)$  для высокодисперсного аэрозоля ( $a < 0,5 \text{ мкм}$ ) до сих пор отсутствуют. В то же время частицы этого диапазона радиусов наиболее часто встречаются в воздухе. Измерения порога ОП грубодисперсного аэрозоля [14] показали, что неконтролируемые высокодисперсные загрязнения лабораторного воздуха имеют существенно более высокий порог ОП, чем частицы с  $a > 1 \text{ мкм}$ . Наиболее простая формула для  $q_b(a)$ , дающая значительное возрастание  $q_b$  в области малых  $a$  и независимость  $q_b(a)$  при больших  $a$ , имеет вид

$$q_b(a) = c + (a_* a^{-1})^s, \quad (4)$$

где  $c \approx 40 \text{ Дж/см}^2$ . Из экспериментальных данных [6], связывающих интенсивность излучения в фокусе, при вероятности  $W$  ОП в аэрозоле 50%, с условиями фокусировки излучения, найдены коэффициенты  $a_*$  и  $s$  в (1). Поиск коэффициентов  $a_*$  и  $s$  в (4) осуществлен минимизацией среднеквадратического отклонения расчетного среднего числа частиц  $N_e = \int V(a)f(a)da$  в объеме  $V_a$  от экспериментального значения  $N_e = \ln(1 - W)^{-1}$ . В расчетах использована функция распределения частиц по размерам вида  $f(a) = 10^{-15}(2a[\text{см}])^{-5}$  при  $a \in [10^{-5} \text{ см}, 10^{-4} \text{ см}]$  и  $f(a) = 10^{-7}(2a[\text{см}])^{-3}$  при  $a > 10^{-4} \text{ см}$  [5], [6]. В результате выявлен довольно узкий диапазон значений  $a_*$  и  $s$ , в котором удается удовлетворительно описать экспериментальные данные [6]. Более того, в пределах этого диапазона ( $a_* \in [0,4; 0,8] \text{ мкм}$ ,  $s \in [2,0; 3,6]$ ) оптимальные величины  $a_*$  и  $s$  связаны соотношением  $a_*[\text{см}] = (4,88 - s)3,12 \cdot 10^{-5}$ . На рис. 2 представлены результаты расчета  $q_b(a)$  для  $s = 3,6$  (кривая 1),  $s = 2,4$  (2) и  $s = 2,0$  (3) при  $c = 40 \text{ Дж/см}^2$  и оптимальном значении  $a_*$ . Интересно, что на кривую 2 (рис. 2) легло экспериментальное значение порога пробоя воздуха, пропущенного через фильтр с ячейкой  $0,1 \text{ мкм}$  [4]. Таким образом, для описания порога ОП воздуха с твердыми аэрозольными частицами можно использовать зависимость

$$q_b(a) [\text{Дж/см}^2] = 40 + (7,65 \cdot 10^{-5} a^{-1} [\text{см}])^{2,4}.$$

Для области  $a$ , в которой наблюдается существенная зависимость  $q_b(a)$ , характерно возрастание работы выхода (из-за кулоновской добавки  $e^2 z a^{-1}$ ) после эмиссии первых десятков (а при  $a < 10^{-6} \text{ см}$  даже единиц) электронов. Это позволяет связать рост  $q_b(a)$  при малых  $a$  с затруднением эмиссии из малых частиц. Ожидается, что при  $0,1 \text{ мкм}$  на зависимость  $q_b(a)$  начнет оказывать влияние также и материал частиц. Восстановление  $q_b(a)$  на  $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$  по данным [11] и [5] показывает, что граница слабой зависимости  $q_b(a)$  смещается в область больших радиусов частиц ( $a_* \approx 2,5 - 4,5 \text{ мкм}$ ), хотя изменения  $s$  и  $c$  не существенны ( $s \approx 2,5 - 3,5$ ;  $c \approx 15 - 26 \text{ Дж/см}^2$ ).

Таким образом, в статье найдены аппроксимации всех известных экспериментальных данных о зависимости порога пробоя от радиуса частиц. Найден метод определения зависимости  $q_b(a)$  для высокодисперсного аэрозоля по результатам измерения интенсивности лазерного излучения в фокусе линзы при заданном значении вероятности пробоя. Этим методом впервые были получены аппроксимационные зависимости порогов пробоя от радиуса частиц высокодисперсного аэрозоля.

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. Белов Н.Н. Вероятность оптического пробоя в аэрозоле. // ДАН СССР. 1986. Т. 289. № 6. С. 1370–1372.
3. Smith D.C. // Appl. Phys. 1977. V. 48. № 6. P. 2217–2225.
4. Lencioni D.E. // Appl. Phys. Lett. 1973. V. 23. № 1. P. 12–14.
5. Волков В.А., Григорьев Ф.В., Калиновский В.В., Кормер С.Б., Лавров Л.М., Маслов Ю.В., Умрин В.Д., Чудинов В.П. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. № 1(7). С. 115–121.
6. Григорьев Ф.В., Калиновский В.В., Кормер С.Б., Лавров Л.М., Мишучков Г.А. // ЖТФ. 1982. Т. 52. № 5. С. 901–903.
7. Погодаев В.А., Рождественский А.Е. // ЖТФ. 1983. Т. 53. № 8. С. 1541–1547.
8. Мамонов В.К. // ЖТФ. 1985. Т. 55. № 12. С. 2333–2340.
9. Захарченко С.В., Скрипкин А.М. // ЖТФ. 1985. Т. 55. № 10. С. 1935–1942.
10. Кулешов В.М., Мамонов В.К. // Труды ИЭМ. 1981. Вып. 26(99). С. 65–68.
11. Григорьев Ф.В., Калиновский В.В., Кормер С.Б., Круковский И.М., Лавров Л.М., Михалкин В.Н. // ЖТФ. 1986. Т. 56. № 1. С. 120–126.
12. Белов Н.Н. // ФГВ. 1987. № 4. С. 44–48.
13. Белов Н.Н. // Оптика и спектроскопия. 1988. Т. 64. № 6. С. 1370–1371.
14. 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. // ЖТФ. 1979. Т. 49. № 2. С. 333–337.

**N. N. Belov. The Optical Breakdown Threshold Dependence from the Aerosol Particle Radii.**

The approximative dependences for the most of the experimental dates of optical breakdown threshold (OBT) for the different particle radii are founded. It is shown that the OBT is defined by the OBT for preionization air in the particle focal range. The OBT is equal the intensity under which the focal plasma is developed and kept up for the large transparent particles.