

04:07
©1993

ОПТИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ ПРОЗРАЧНОЙ ЖИДКОСТИ, ЗАВИСИМОСТЬ ОТ МАТЕРИАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ

Н.Ф.Бункин, А.Ф.Лобеев

Оптический (лазерный) пробой жидкостей экспериментально был наблюдаем почти одновременно с оптическим пробоем газов и твердых тел. Однако если пробой в газах и твердых телах получили достаточно полное теоретическое объяснение (особенно это касается газов, см. [1]), то пробой оптически прозрачных жидкостей остается пока плохо понятым явлением. Вместе с тем, в первых же [3,4] и последующих работах [5-7] было экспериментально показано, что лазерный пробой жидкостей носит характер отдельных микровспышек: такие микровспышки возникают вдоль оси лазерного пучка на всей длине его фокальной перетяжки. На основании этого было сделано заключение, что лазерный пробой прозрачных жидкостей инициируется взвешенными в них сильнопоглощающими микровключениями. Концепция поглощающих включений до последнего времени была широко принятой [2]. Альтернативной моделью оптического пробоя прозрачных жидкостей является модель электронной лавины в самой жидкости (см., например, [8-10]).

В работах [11,12] был предложен возможный механизм оптического пробоя жидкости, не связанный с поглощающими микровключениями. Этот механизм связан с развитием электронной лавины. Однако речь идет о развитии лавины не в самой жидкой среде, а внутри газового пузырька. Проблеме существования стабильных газовых микропузырьков в сильно разбавленных растворах электролитов посвящена работа [13]. Там показано, что при наличии в смеси жидкость+газ следов электролитов (с концентрацией ~ 0.01 ppm), в равновесных условиях стабильно существуют устойчивые микропузырьки свободного газа (названные бабстонами). Важным свойством бабстонов является их способность к коагуляции, в результате которой образуются бабстонные кластеры. Бабстонно-кластерные представления позволили дать внутренне непротиворечивую интерпретацию большому количеству экспериментальных данных по акустической кавитации, (см. [13]), а также

по оптическому пробоя жидкости и оптической кавитации [11,12].

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию некоторых аспектов лазерного пробоя, отражающих его бабстонно-кластерный механизм.

В экспериментах для изучения оптического пробоя прозрачных жидкостей использовался импульсно-периодический YAG:Nd³⁺ лазер с модуляцией добротности. Пробой, как правило, характеризуется пунктиром густо расположенных точечных вспышек на оси пучка в перетяжке. Следует отметить, что густой пунктир вспышек реализуется, начиная с некоторых интенсивностей, причем при этих интенсивностях жидкость пробивается в каждом лазерном импульсе. При меньших интенсивностях пробой может происходить, но характеризуется он не пунктиром, а отдельными точечными вспышками, которые не обязательно возникают в перетяжке и существуют не в каждом импульсе (подробнее об этом см. в [12]). Следуя [12], будем различать два режима пробоя: развитый пробой и режим спорадических вспышек.

В соответствии с принятым нами выделением двух стадий пробоя (отметим, что подобное деление в случае пробоя газа невозможно, так как там нет стадии спорадических вспышек и сам пробой в чистом газе имеет вид сплошной искры), условимся называть измеренную в эксперименте интенсивность пороговой, если при этой интенсивности появляются первые спорадические вспышки. Как уже говорилось, на этой стадии пробой возникает не в каждом импульсе, т. е. имеет смысл рассматривать пробой на этой стадии как вероятностный процесс. Вероятность пробоя w в спорадическом режиме определяется как $w = N/N_0$, где N — количество вспышек пробоя в серии лазерных импульсов, N_0 — полное число лазерных импульсов в серии (это число определялось временем выборки и частотой следования импульсов). Вероятность w характеризует попадание кластера в каустику лазерного пучка и поэтому зависит от плотности кластеров и от условий фокусировки пучка. Каждому значению w можно поставить в соответствие свое значение пороговой интенсивности пробоя $I_{\text{пор}}$. Мы определяем два пороговых значения — максимальное $I_{\text{пор}}^{\text{max}}$ и минимальное значение $I_{\text{пор}}^{\text{min}}$. Значению $I_{\text{пор}}^{\text{max}}$ соответствует $w = I$. $I_{\text{пор}}^{\text{min}}$ определялась по зависимости $w(I_{\text{пор}})$ следующим образом. В области достаточно низких интенсивностей I , когда вероятность пробоя $w \ll I$, с возрастанием I наблюдается линейный рост w . Экстраполяция этой линейной зависимости в область меньших значений I до пересечения с осью абсцисс (значений I) по нашему определению и дает значение $I_{\text{пор}}^{\text{min}}$. В таблице приведены значения измеренных опи-

Вещество	$I_{\text{пор}}^{\text{min}}, \text{ВТ/см}^2 \cdot 10^9$	$I_{\text{пор}}^{\text{max}}, \text{ВТ/см}^2 \cdot 10^9$
Вода дист.	12.5	130
Гептан	6	43
Этанол	7.5	45
Бензол	5.4	38
CCl_4	3	42

санным способом $I_{\text{пор}}^{\text{min}}$ и $I_{\text{пор}}^{\text{max}}$ в различных жидкостях. Условия фокусировки таковы: размер пятна на линзе 1 см, фокусное расстояние 8.5 см.

В работе [12] приведена теоретическая оценка порога пробоя для воды $I_{\text{пор}} = 49 \cdot 10^9 \text{ ВТ/см}^2$, т.е. теоретическая оценка пороговой интенсивности находится примерно посередине между $I_{\text{пор}}^{\text{min}}$ и $I_{\text{пор}}^{\text{max}}$.

По нашей модели $I_{\text{пор}}$ характеризуется состоянием гетерофазной системы жидкость-растворенный газ. В этой связи представляет интерес исследовать зависимость $I_{\text{пор}}$ от параметров, влияющих на растворимость газов в жидкости и на процессы коагуляции и образование бабстонов. Ограничимся здесь исследованием зависимости $I_{\text{пор}}$ от температуры и от концентрации растворенного электролита.

Согласно представлениям о бабстонно-кластерном механизме пробоя эти зависимости, вообще говоря, должны носить немонотонный характер. С ростом температуры T (при заданной плотности ионов n_i) должна возрасти скорость генерации самих бабстонов и ускориться процесс их коагуляции в кластеры. Но повышение T приводит к уменьшению общего газосодержания в жидкости. Кроме отмеченных эффектов существенным является также то, что с изменением T изменяется и распределение растворенного газа по высоте кюветы. Перечисленные факторы влияют на объемную плотность бабстонных кластеров, а следовательно, и на вероятность w оптического пробоя. Таким образом, в зависимости $w(T)$ можно ожидать появления экстремума. При проведении эксперимента надо иметь в виду, что времена наступления температурных стационаров для процессов генерации бабстонов, их коагуляции и изменения растворимости газа различны. Поэтому измерения зависимости $w(T)$ проводились по истечении (при данной T) времени t_{st} — несколько суток после установления в кювете данной температуры. Это время нужно для установления температурного режима для самого медленного из указанных здесь процессов.

Эксперимент ставился следующим образом. Начальная температура измерения соответствовала $\approx 0^\circ \text{C}$: в кювету

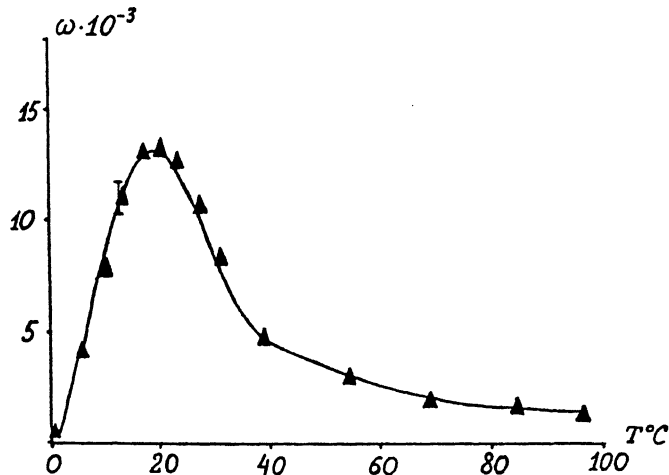


Рис. 1. Зависимость вероятности w оптического пробоя от температуры T .

клали кусок льда из дистиллированной воды, и когда объем талой воды становился достаточным, производили измерения по описанной выше методике: при фиксированной I измеряли $w = N/N_0$. Длительность серии лазерного обстрела 10 мин, частота следования импульсов 10 Гц, энергия в импульсе была фиксирована в течение всего эксперимента w соответствовала вероятности пробоя в начальной температурной точке ($T = 0^\circ \text{C}$) $w = 0.005$. Отметим, что $w(0)$ определялась без оттаивания в кювете в течение t_{st} из-за чисто экспериментальных трудностей. После определения вероятности в начальной точке температура кюветы менялась с помощью термостата. При каждом новом значении T измерения w проводились в течение нескольких суток (t_{st}) с одинаковым временным интервалом между измерениями и в качестве величины w принималось ее установившееся значение. В течение всего эксперимента вода в кювете не менялась и она практически не контактировала с окружающим воздухом (за исключением узкого капилляра, через который осуществлялась заливка), так что температурной зависимостью газообмена между водой в кювете и воздухом можно было пренебречь. График $w(T)$ представлен на рис. 1. Этот график имеет максимум в интервале $20 - 25^\circ \text{C}$. Наличие максимума в зависимости $w(T)$, как было сказано выше, следует связать с повышением плотности бабстонных кластеров при определенных T .

Зависимость $I_{\text{пор}}$ от концентрации растворенного в воде электролита также должна проявлять ряд особенностей.

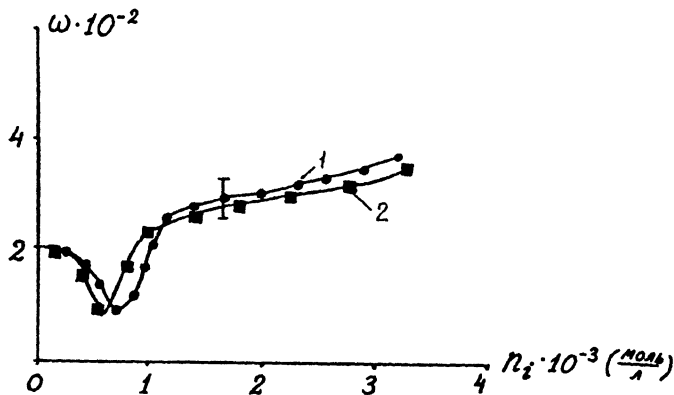


Рис. 2. Зависимость вероятности w оптического пробоя от концентрации электролита n_i . 1 — $\text{Al}_2(\text{SO}_4)_3$; 2 — $\text{AlNH}_4(\text{SO}_4)_2$.

Хорошо известно, что добавление в коллоидные растворы электролитов снижает их агрегативную устойчивость. Такого же эффекта следует ожидать и в отношении коагуляции бабстонов, т.е. повышения скорости образования бабстонных кластеров с увеличением концентрации электролитов. Кроме того, с повышением плотности ионов n_i должна возрастать и скорость генерации самих бабстонов. С другой стороны, повышение n_i , как и повышение T приводит к уменьшению растворимости газа, а также к изменению его распределения по высоте кюветы. В результате можно предположить, что в зависимости плотности кластеров от n_i должен быть экстремум, а следовательно, экстремум должен быть и в зависимости $w(n_i)$.

В эксперименте по определению зависимости $w(n_i)$ использовались соли $\text{Al}_2(\text{SO}_4)_3$ и $\text{AlNH}_4(\text{SO}_4)_2$. Параметры лазерного излучения (длительность временной выборки, частота следования импульсов и условия фокусировки) — те же, что в эксперименте по определению $W(T)$. Энергия в импульсе соответствует вероятности пробоя в чистой воде $w = 0.02$. График $w(n_i)$ приведен на рис. 2. Видно, что в области совсем малых концентраций $dw/dn_i < 0$ и при $n_i^* \sim 5 \cdot 10^{-4}$ моль/л = $3 \cdot 10^{17}$ см⁻³ для обоих электролитов существует точка минимума, после чего $dw/dn_i > 0$.

Полученные в настоящей работе экспериментальные данные дополняют наши более ранние результаты [11] и в совокупности свидетельствуют, с нашей точки зрения, о правомочности бабстонно-кластерного механизма оптического пробоя жидкостей, предложенного и теоретически рассмотренного в [12].

Список литературы

- [1] Райзер Ю.П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974.
- [2] Лямшев Л.М. // УФН. 1981. Т. 135. С. 637-656.
- [3] Аскарьян Г.А., Прохоров А.М., Чантурия Г.Ф., Шипуло Г.П. // ЖЭТФ. 1963. Т. 4. С. 2180-2197.
- [4] Brewer R.G., Riekhoff K.E. // Phys. Rev. Lett. 1964. V. 13. P. 334-340.
- [5] Bell C.E., Landt J.A. // Appl. Phys. Lett. 1967. V. 10. P. 46-53.
- [6] Carome E.F., Moeller C.E., Clark N.A. // JASA, 1966. V. 40. P. 1462-1475.
- [7] Felix M.P., Ellis A.T. // Appl. Phys. Lett. 1971. V. 19. P. 484-492.
- [8] Sacchi C.A. // JOSA B. 1991. V. 8. P. 337-353.
- [9] Shmidt-Kloiber H., Paltauf G., Reichel E. // J. Appl. Phys. 1989. V. 66. N 9, P. 4149-4160.
- [10] Арушанов С.З., Бебчук А.С., Косолапов В.Н., Ломоносов В.В. // ДАН СССР. 1976. Т. 241. С. 1319-1324.
- [11] Антонов А.В., Бункин Н.Ф., Лобеев А.В. // Изв. АН СССР. Серия физич. 1992. Т. 56. С. 78-85.
- [12] Bunkin N.F., Bunkin F.V. // Laser Physics. 1993. V. 3. N 1. P. 63-79.
- [13] Бункин Н.Ф., Бункин Ф.В. // ЖЭТФ. 1992. Т. 101. С. 512-520.

Институт общей физики РАН
Москва

Поступило в Редакцию
25 августа 1993 г.