

03;04;12

Статистические исследования механизмов электрического пробоя н-гексана в наносекундном диапазоне

© В.Ф. Климкин

Новосибирский государственный университет,
630090 Новосибирск, Россия
e-mail: klimkin@phys.nsu.ru

(Поступило в Редакцию 11 февраля 2002 г.)

Обобщены методы анализа статистических распределений времени запаздывания пробоя. С помощью статистического подхода исследовался электрический пробой н-гексана в квазиоднородном поле при напряжениях ~ 2.1 MV/cm и длительностях воздействия напряжения $\sim 5 \cdot 10^{-8}$ s. Показано сосуществование и конкуренция двух различных механизмов пробоя с анода. Причем один из них включает в себя „пузырьковую“ стадию, а другой обусловлен развитием ионизационных процессов в самой жидкости. Установлено, что ослабление влияния внешнего давления на импульсную электрическую прочность жидкостей в наносекундном диапазоне связано с переходом к ионизационному механизму пробоя с анода при повышенных давлениях.

Введение

Необходимость детального исследования импульсного электрического пробоя в жидких диэлектриках обусловлена прежде всего практическим использованием жидкостей в различных электрофизических устройствах (накопители электрической энергии, силовоточные коммутаторы, установки разрядно импульсных технологий, ионизационные камеры ядерной физики и др.). Сравнительно мало экспериментальных данных, относящихся к высоким напряженностям поля ≥ 1 MV/cm и наносекундным длительностям воздействия напряжения. Что касается гипотез относительно механизма электрического пробоя жидкостей в наносекундном диапазоне, то они различны и иногда прямо противоположны. Например, считается, что механизм пробоя является собственно электрическим и обусловлен ионизационными процессами в самой жидкости [1]. В [2] предлагается тепловой механизм, в котором первичным является образование в жидкости парогазовых пузырьков с последующей их ионизацией. Существование ионизационного механизма пробоя в наносекундном диапазоне даже в жидких наилучших диэлектриках дискутируется до настоящего времени [3]. Внешнее давление является одним из факторов, повышающих электрическую прочность жидких диэлектриков. Отмечается уменьшение влияния внешнего давления на время запаздывания пробоя жидкостей при переходе от микро- к наносекундным длительностям воздействия напряжения [4,5]. Интересные особенности электрического пробоя н-гексана в квазиоднородном поле обнаружены в работе [5]. Оказалось, что в наносекундном диапазоне сосуществуют и конкурируют между собой два механизма пробоя с анода, различающиеся своей структурой. Один из механизмов содержит первую, более медленную, стадию (внешне соответствующую деформированному микропузырьку), переходящую затем в быстро развивающийся кистевой разряд (сложный электрический разряд). Другой механизм имеет форму

однородного (по структуре) электрического разряда. Характерным является то, что при его возникновении не удается обнаружить более медленной первой стадии. Электрический разряд развивается сразу с большой скоростью, примерно равной скорости кистевого разряда ($\sim 1-2 \cdot 10^6$ cm/s для разрядного промежутка длиной $100 \mu\text{m}$). С помощью внешнего давления удается разделить механизмы пробоя во времени, что указывает на различный характер физических процессов, приводящих к их зарождению [6]. Сверхскоростные оптические исследования развития электрического разряда в дистиллированной воде с острейного анода подтвердили существование и конкуренцию двух различных механизмов пробоя в наносекундном диапазоне [7].

Статистическая природа явления пробоя предполагает статистическую обработку экспериментальных данных. Важная информация о предпробивных процессах может быть получена из анализа распределения вероятностей некоторых характерных величин, например пробивной напряженности, времени запаздывания пробоя, длительности предпробивного свечения и др.

В данной работе представлены результаты статистических исследований механизмов электрического пробоя н-гексана при длительностях воздействия напряжения $\sim 50-100$ ns.

Методы анализа статистических распределений времени запаздывания пробоя

При объяснении явления запаздывания пробоя в газах считается, что для начала образования лавины электронов необходимо, чтобы около катода появился свободный электрон, способный производить ионизацию. Появление электрона около катода подчинено законам случая, т.е. статистическим. Это явления называется статистическим запаздыванием разряда, а под статистическим временем запаздывания t_s понимается время,

протекающее между моментом приложения напряжения и появлением начального электрона, инициирующего пробой. От статистического времени запаздывания отличается время формирования разряда t_f , протекающее между моментом появления начального электрона и завершением пробоя промежутка. Таким образом, время запаздывания разряда в газах можно представить в виде суммы t_s и t_f [8].

Аналогично пробую газовых промежутков представим время запаздывания пробоя в жидкостях в виде суммы двух составляющих: статистического времени запаздывания t_s и времени формирования t_f . Под статистическим запаздыванием в жидкостях будем понимать пока время, требуемое для того, чтобы создать необходимые условия для возникновения некоторого возмущения вблизи электрода. Время формирования соответствует распространению этого возмущения между электродами. Вследствие статистического характера процессов, приводящих к пробую промежутка, время запаздывания является флуктуирующей величиной.

Время статистического запаздывания. Распределение событий в серии N независимых последовательных испытаний или при одновременном наблюдении над совокупностью N объектов (если событие либо происходит, либо нет) описывается биномиальным распределением или распределением Бернулли [9].

Пусть нас интересует вероятность инициирования пробоя за промежуток времени t . Допустим, что выполняются следующие условия: произойдет или не произойдет инициирование в течение времени t не зависит от истории событий, предшествующих этому промежутку (независимость событий); вероятность инициирования за малый интервал времени Δt пропорциональна длительности этого интервала, т.е. $p = \mu \cdot \Delta t$, где μ — вероятность появления одного события в единицу времени (зависит от напряженности поля); вероятность двух или большего числа событий за интервал времени Δt мала.

Промежуток времени t разобьем на большое число N малых интервалов, в каждом из которых имеется вероятность p инициирования пробоя. Полная вероятность среди N интервалов равна

$$P(t) = N \cdot p(1 - p)^{N-1}.$$

Переходя к пределу при $N \rightarrow \infty$, получим распределение вероятностей с плотностью

$$f(t_s) = \mu \exp(-\mu t_s). \quad (1)$$

Таким образом, время статистического запаздывания подчиняется экспоненциальному закону распределения [8,10]. Среднее время статистического запаздывания (математическое ожидание) равно $\bar{t}_s = 1/\mu$. Для дисперсии времени статистического запаздывания получим $\sigma^2(t_s) = (\bar{t}_s)^2$.

Полное время запаздывания пробоя. Определим вероятность того, что инициирование пробоя

произойдет за время, равное или большее времени t_s ,

$$P(t_s, \infty) = \int_{t_s}^{\infty} f(t_s) dt_s = \exp(-t_s/\bar{t}_s). \quad (2)$$

Обычно в эксперименте измеряется полное время запаздывания при фиксированных значениях напряжения, давления и длины межэлектродного промежутка. Из результатов опыта можно определить частоту, с которой пробой произойдет за время, равное или большее времени t ,

$$F(t, \infty) = N_t/N_0,$$

где N_t — число импульсов, при которых время запаздывания пробоя равно или больше t ; N_0 — полное число пробоев.

На основании теоремы Бернулли [9] при большом числе опытов частота события $F(t, \infty)$ приближается к вероятности этого события $F(t, \infty)$ (точнее, сходится по вероятности). Если предположить, что время формирования разряда t_f примерно постоянная величина, то выражение (2) примет вид

$$N_t = N_0 \exp[-(t - t_f)/\bar{t}_s]. \quad (3)$$

Таким образом, зависимость между $-\ln(N_t/N_0)$ и t должна быть линейной. Наклон прямой линии определяет среднее время статистического запаздывания \bar{t}_s , а пересечение с ординатой $-\ln(N_t/N_0) = 1$ дает значение времени формирования t_f . На этом основан метод Лауэ анализа распределения времени запаздывания пробоя в газах [8].

В условиях реального эксперимента время формирования t_f испытывает флуктуации. Величина Δt_f , связанная с разбросом времени формирования, может быть представлена в виде суммы достаточно большого числа независимых (или слабо зависимых) элементарных отклонений (порождаемых различными факторами), каждое из которых в отдельности сравнительно мало влияет на сумму. Согласно центральной предельной теореме, закон распределения суммы большого числа независимых случайных величин, подчиняющихся каким угодно законам распределения (при соблюдении указанных выше нежестких ограничений), приближенно следует нормальному закону [9].

Выявить характер распределения времени формирования t_f можно экспериментально, если среднее статистическое время запаздывания $\bar{t}_s \ll \bar{t}_f$. Измерения времени запаздывания пробоя в *n*-гексане при высоких напряженностях поля (в наносекундном диапазоне) показали, что распределение времени формирования действительно близко к нормальному распределению [11].

Нормальный закон распределения характеризуется плотностью вероятности

$$f(t_f) = (1/\sigma\sqrt{2\pi}) \exp[-(t_f - \bar{t}_f)^2/2\sigma^2], \quad (4)$$

где \bar{t}_f и σ^2 — среднее значение (математическое ожидание) и дисперсия величины t_f .

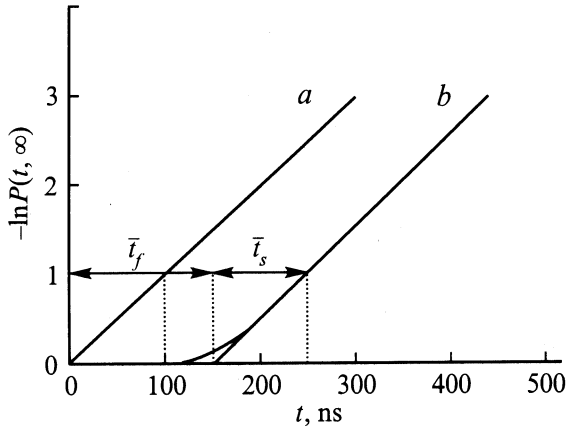


Рис. 1. Распределение времени статистического запаздывания (а) и полного времени запаздывания пробоя (б), обусловленного двумя последовательными процессами.

В этом случае распределение полного времени запаздывания пробоя может быть описано математической моделью, основанной на суперпозиции экспоненциального распределения статистического времени запаздывания и нормального распределения времени формирования [12]. Найдем распределение времени запаздывания пробоя, обусловленное двумя последовательными процессами (иницирование и распространение возмущения). Предположим, что эти процессы статистически независимы. Пусть первый процесс со средним временем статистического запаздывания \bar{t}_s происходит на отрезке dt_s . Завершение этого процесса приводит к возникновению и развитию второго процесса со средним временем формирования \bar{t}_f . Допустим, что пробой промежутка происходит на отрезке времени $t, t + dt$ определяется произведением вероятностей двух процессов

$$dP(t, t + dt) = (1/\bar{t}_s) \exp[-t_s/\bar{t}_s] dt_s \times (1/\sigma\sqrt{2\pi}) \exp[-(t - t_s - \bar{t}_f)^2/2\sigma^2] dt.$$

Для вероятности пробоя в интервале времени $0, t$ получим

$$P(0, t) = (1/\bar{t}_s) \int_0^t \exp(-t_s/\bar{t}_s) \left\{ (1/\sigma\sqrt{2\pi}) \times \int_{t_s}^t \exp[-(t - t_s - \bar{t}_f)/2\sigma^2] dt \right\} dt_s. \quad (5)$$

Интегрируя численно выражение (5) и переходя затем к противоположному событию, получим вероятность того, что пробой промежутка произойдет за время, равное или более t ($P(t, \infty)$).

В качестве примера на рис. 1 в координатах Лауэ (в полулогарифмическом масштабе) представлены ре-

зультаты вычислений, соответствующие следующим параметрам распределений: $\bar{t}_s = 100$ ns, $\bar{t}_f = 150$ ns и $\sigma = 25$ ns. Прямая линия слева показывает распределение времени статистического запаздывания. Характер изменения совместного распределения (правая кривая) отличается от линейного закона. Однако видно, что из прямолинейного участка кривой можно определить среднее время статистического запаздывания \bar{t}_s и среднее время формирования \bar{t}_f . Результаты вычислений, соответствующие другим характерным соотношениям параметров распределений, показали, что если среднее время статистического запаздывания \bar{t}_s существенно больше среднего времени формирования \bar{t}_f , то совместное распределение мало отличается от экспоненциального. В противоположном случае характер совместного распределения близок к нормальному закону.

Параллельные процессы. Метод анализа статистических распределений времени запаздывания пробоя для параллельных процессов предложен в [13]. Учитывая важность полученных результатов и отсутствие публикации в широкой печати, рассмотрим их подробнее.

Представим два конкурирующих статистически независимых события. Например, пробой промежутка развитием разряда с анода или с катода (или развитием различных механизмов с одного электрода). Для простоты предположим, что времена формирования этих процессов являются слабо флуктуирующими величинами. Вероятность того, что первое событие произойдет за время, равное или большее t , определяется выражением

$$P_1(t, \infty) = \exp[-(t - t_{f1})/\bar{t}_{s1}].$$

Аналогично для второго события имеем

$$P_2(t', \infty) = \exp[-(t' - t_{f2})/\bar{t}_{s2}].$$

Пусть $t_{f2} > t_{f1}$. Заметим, что

$$P_1(t) = 0 \text{ при } t \leq t_{f1}, \text{ а } t' = \begin{cases} t_{f2} & \text{при } t \leq t_{f2}, \\ t & \text{при } t > t_{f2}. \end{cases}$$

Вероятность пробоя промежутка за время $\geq t$ есть вероятность возникновения как первого, так и второго событий. Совместная вероятность наступления двух статистически независимых событий равна произведению вероятностей этих событий (теорема умножения вероятностей [9])

$$P(t, \infty) = \exp[-(t - t_{f1})/\bar{t}_{s1}] \exp[-(t' - t_{f2})/\bar{t}_{s2}]. \quad (6)$$

Логарифмируя выражение (6), получим

$$-\ln P(t, \infty) = (t - t_{f1})/\bar{t}_{s1} + (t' - t_{f2})/\bar{t}_{s2}. \quad (7)$$

В качестве примера на рис. 2 в координатах Лауэ приведены результаты вычислений распределения совместной вероятности, соответствующего параметрам

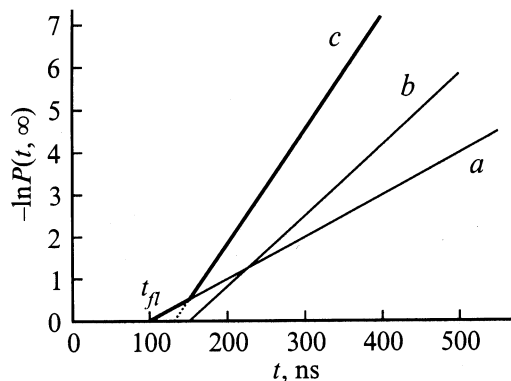


Рис. 2. Распределение вероятностей для двух событий в отдельности (*a*, *b*) и распределение совместной вероятности (*c*) для параллельных процессов.

$t_{f1} = 100$ ns, $\bar{t}_{s1} = 100$ ns и $t_{f2} = 150$ ns, $\bar{t}_{s2} = 60$ ns (*c*). Здесь же приведены распределения вероятностей для первого (*a*) и второго (*b*) событий в отдельности. Видно, что совместное распределение (*c*) имеет излом при $t = t_{f2}$. Причем участок прямой в интервале t_{f1}, t_{f2} характеризует первое событие, а при $t > t_{f2}$ — совместное появление двух событий. Из наклона первой прямой можно определить среднее время статистического запаздывания \bar{t}_{s1} . Зная наклон совместной прямой, можно найти среднее время статистического запаздывания \bar{t}_{s2} . Действительно, выражение (7) при $t > t_{f2}$ имеет вид

$$-\ln P(t, \infty) = [(\bar{t}_{s1} + \bar{t}_{s2})/\bar{t}_{s1}\bar{t}_{s2}]t - (t_{f1}\bar{t}_{s2} + t_{f2}\bar{t}_{s1})/\bar{t}_{s1}\bar{t}_{s2},$$

где

$$1/\tau = (\bar{t}_{s1} + \bar{t}_{s2})/\bar{t}_{s1}\bar{t}_{s2} = 1/\bar{t}_{s1} + 1/\bar{t}_{s2} \quad (8)$$

есть угловой коэффициент совместной прямой.

Из (8) находим, что

$$\bar{t}_{s2} = \tau \bar{t}_{s1} / (\bar{t}_{s1} - \tau). \quad (9)$$

Таким образом, из анализа совместных распределений времени запаздывания пробоя можно оценить параметры процессов, составляющих механизмы пробоя.

Экспериментальная установка

Экспериментальная установка включала в себя разрядную камеру и генератор импульсных напряжений. В разрядной камере могло создаваться повышенное давление с помощью ручного гидравлического пресса поршневого типа. Разрядный промежуток образовывался двумя полусферическими электродами, изготовленными из нержавеющей стали, с радиусом 5 mm и расстоянием между ними $\sim 100 \mu\text{m}$. Система ввода заземленного электрода позволяла плавно регулировать величину зазора при сохранении давления в камере. Оперативный контроль длины разрядного промежутка в процессе проведения эксперимента осуществлялся оптическим

методом по картине дифракции Фраунгофера с помощью автоматизированной измерительной системы. Относительная погрешность определения величины зазора составляла $\sim 5\%$. На электроды подавался импульс напряжения с амплитудой $\sim 10\text{--}30$ kV. Длительность фронта ~ 10 ns, а плоской части $\sim 5 \mu\text{s}$. Для получения статистических распределений времени запаздывания пробоя и оперативной в процессе эксперимента обработки данных использовался измерительно-вычислительный комплекс на базе микроЭВМ „Электроника-60“ с применением стандарта „КАМАК“ [14]. Погрешность измерения времени составляла 10 ns. Одновременно с анализом статистических распределений проводилась оптическая визуализация предпробойных явлений в разрядном промежутке с помощью лазерной шпирен-системы. В качестве источника подсветки использовался рубиновый лазер с длительностью импульса ~ 5 ns. Опыты проводились с химически чистым n-гексаном (удельное сопротивление $\gg 10^{12} \Omega \cdot \text{cm}$), электроды и жидкость дегазации не подвергались.

Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 3 представлены типичные гистограммы распределения времени запаздывания пробоя в n-гексане при напряженности электрического поля ~ 2.1 MV/cm, соответствующей наносекундному диапазону, и различных внешних давлениях. Видно, что увеличение давления приводит к изменению вида распределений от примерно симметричного (атмосферное давление) до заметно асимметричного ($P = 0.9$ MPa). При увеличении давления увеличивается также среднее время запаздывания пробоя \bar{t} .

Распределения времени запаздывания пробоя, построенные по методу Лауэ, при различных внешних давлениях приведены на рис. 4. Особенностью кривых является появление излома с увеличением давления

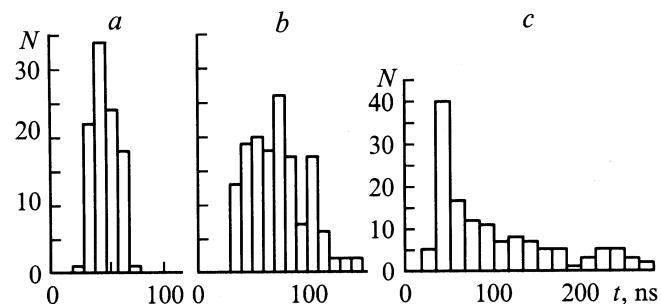


Рис. 3. Гистограммы распределения времени запаздывания пробоя. Расстояние между электродами $100 \mu\text{m}$, σ — среднеквадратичное отклонение отдельного измерения, N_0 — полное число измерений. *a* — $\bar{t} = 53$ ns, $\sigma = 11$ ns, $P = 1$ Atm, $N_0 = 100$; *b* — $\bar{t} = 79$ ns, $\sigma = 28$ ns, $P = 0.5$ MPa, $N_0 = 150$; *c* — $\bar{t} = 100$ ns, $\sigma = 68$ ns, $P = 0.9$ MPa, $N_0 = 136$.

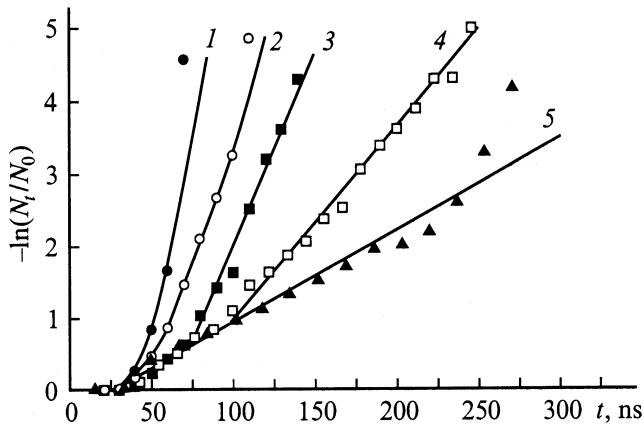


Рис. 4. Распределение времени запаздывания пробоя в координатах Лауэ при напряженности поля 2.1 MV/cm. N_0 — полное число измерений. 1 — $P = 1$ Атм, $\bar{t} = 53$ ns, $N_0 = 100$; 2 — $P = 0.3$ МПа, $\bar{t} = 63$ ns, $N_0 = 130$; 3 — $P = 0.5$ МПа, $\bar{t} = 79$ ns, $N_0 = 150$; 4 — $P = 0.7$ МПа, $\bar{t} = 88$ ns, $N_0 = 150$; 5 — $P = 0.9$ МПа, $\bar{t} = 100$ ns, $N_0 = 136$.

(рис. 4, кривые 3, 4). Такое поведение кривых Лауэ может быть описано математической моделью, основанной на суперпозиции двух экспоненциальных распределений, соответствующих конкурирующим, статистически независимым событиям с различными характеристическими временами. Таким образом, форма кривых Лауэ с изломом указывает на возможность существования двух конкурирующих и независимых механизмов пробоя. Сопоставление с результатами оптических наблюдений показывает, что пробой осуществляется электрическими разрядами с анода, о которых говорилось выше. Последующий плавный переход к прямой линии (рис. 4, кривая 5) указывает на изменение механизма пробоя с увеличением внешнего давления.

Из анализа совместных распределений времени запаздывания пробоя (для последовательных и параллельных процессов) можно оценить среднее статистическое время запаздывания \bar{t}_s и среднее время формирования \bar{t}_f для каждого из механизмов пробоя и определить их зависимость от внешнего давления. Эти данные представлены на рис. 5. Сильное влияние давления на первый механизм пробоя указывает на важную роль „пузырьковой“ стадии при его зарождении и формировании. В то же время отсутствие влияния давления на второй механизм пробоя указывает на то, что „пузырьковая“ стадия не присутствует (либо не является основной) при его зарождении. Средняя скорость формирования электрического разряда увеличивается (за счет отсутствия „пузырьковой“ стадии) и составляет $\sim 4 \cdot 10^5$ см/с.

На рис. 6 приведены зависимости среднего времени запаздывания пробоя, найденного из анализа статистических распределений ($\bar{t} = \bar{t}_s + \bar{t}_f$), для первого (\blacktriangle) и второго (\square) механизмов от внешнего давления. Здесь же представлены результаты прямых измерений времени запаздывания пробоя.

запаздывания пробоя с помощью автоматизированной системы (\bullet). Каждая точка получена в результате усреднения 100–150 измерений. Видно, что при атмосферном давлении (или немного большем) реализуется преимущественно первый механизм пробоя (коррелирует со сложным разрядом). Для него $\bar{t}_f > \bar{t}_s$ и время запаздывания пробоя подчиняется примерно нормальному закону распределения (рис. 3, а). При увеличении давления время запаздывания пробоя, обусловленное первым механизмом, увеличивается, что и приводит к сосуществованию и конкуренции двух различных механизмов пробоя. При повышенном давлении $P \geq 0.9$ МПа реализуется преимущественно второй механизм пробоя (коррелирует с однородным разрядом). Для него $\bar{t}_s > \bar{t}_f$ и время запаздывания пробоя подчиняется примерно экспоненциальному закону распределения (рис. 3, с). Таким образом, ослабление влияния внешнего давления на среднее время запаздывания пробоя связано с пе-

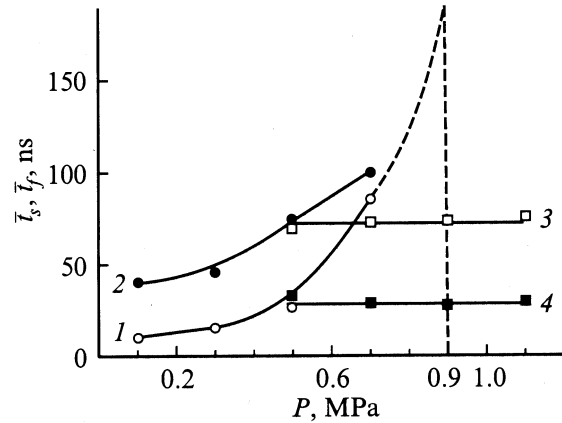


Рис. 5. Зависимость среднего статистического времени запаздывания и среднего времени формирования для первого (1, 2) и второго (3, 4) механизмов пробоя от внешнего давления.

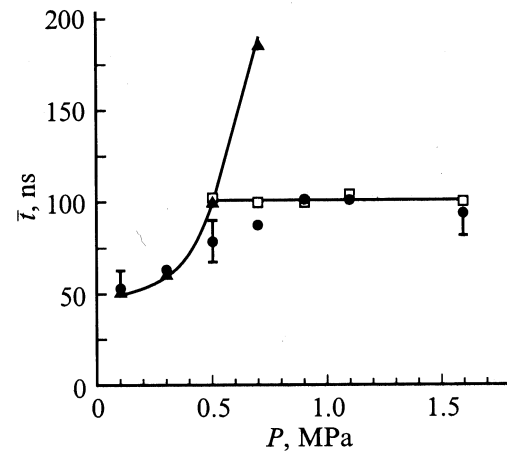


Рис. 6. Зависимость среднего времени запаздывания пробоя для первого (\blacktriangle) и второго (\square) механизмов от внешнего давления, (\bullet) — результаты прямых измерений времени запаздывания пробоя.

реходом к ионизационному механизму пробоя с анода (однородный разряд) при повышенных давлениях.

Вертикальная штриховая линия на рис. 5 как раз и показывает давление, при достижении которого сложный электрический разряд не успевает формироваться и происходит переход к однородному электрическому разряду. Сильное влияние внешнего давления (сравнительно небольшого) на время статистического запаздывания для сложного электрического разряда с анода указывает на тепловой механизм возникновения „пузырьковой“ стадии. Следовательно, статистическое запаздывание для сложного электрического разряда включает в себя процесс, приводящий к быстрому локальному разогреву жидкости вблизи поверхности анода и образованию парового микро пузырька. Время формирования связано с расширением пузырька, развитием в нем ионизационных процессов и зарождением быстрых ионизационных процессов в самой жидкости в результате усиления электрического поля у полюса деформированного пузырька (проводящего после пробоя). Под статистическим запаздыванием для однородного (по структуре) электрического разряда с анода следует понимать время, требуемое для возникновения самоподдерживающихся ионизационных процессов в жидкости. В этих условиях особенно важным становится, по-видимому, не только наличие острых микровыступов на поверхности анода, но и состояние вещества вблизи вершины этих выступов. Время формирования соответствует распространению ионизационных процессов от анода к катоду.

Заключение

Полученные результаты позволяют завершить дискуссию между сторонниками „пузырькового“ и собственно электрического механизмов пробоя при наносекундных длительностях воздействия напряжения. Оказывается, что правы и те и другие, так как эти механизмы сосуществуют. Превалирование одного из них зависит от экспериментальных условий: напряженности поля, расстояния между электродами, внешнего давления.

Список литературы

- [1] Ушаков В.Я. // Изв. вузов. Физика. 1979. № 1. С. 105–121.
- [2] Янин Э.В., Овчинников И.Т., Вершинин Ю.Н. // ДАН СССР. 1974. Т. 214. № 6. С. 1303–1306.
- [3] Коробейников С.М. // ТВТ. 1998. Т. 36. № 4. С. 541–547.
- [4] Arii K., Kitani I. // J. Phys. D. 1981. Vol. 14. N 9. P. 1675–1679.
- [5] Бородин В.П., Климкин В.Ф. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 9. С. 802–805.
- [6] Климкин В.Ф. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 6. С. 161–163.
- [7] Климкин В.Ф. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 4. С. 54–58.
- [8] Мик Дж., Крэгс Дж. Электрический пробой в газах. М.: ИЛ, 1965. 605 с.

- [9] Вентцель Е.С. Теория вероятностей. М.: Наука, 1969. 576 с.
- [10] Lewis T.J., Ward B.W. // Proc. Roy Soc. A. 1962. Vol. 269. N 1337. P. 233–248.
- [11] Beddow A.J., Brignell J.E. // Electron. Lett. 1966. Vol. 2. N 4. P. 142–143.
- [12] Beddow A.J., Brignell J.E. // Electron. Lett. 1965. Vol. 1. N 9. P. 253–254.
- [13] Авроров А.П., Воробьев В.В. Препринт ИЯФ СО АН СССР. Новосибирск, 1983. № 83-69. 32 с.
- [14] Климкин В.Ф. // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 9. С. 160–164.