

УДК 537.528 : 621.374.2

ИССЛЕДОВАНИЕ НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ СИЛЬНОТОЧНОГО НАНОСЕКУНДНОГО РАЗРЯДА В ЖИДКОСТИ

Н. К. Капишников, Г. В. Липов, В. М. Муратов

Исследованы динамика и основные параметры искрового канала в жидкости на стадии коммутации тока при длительности этой стадии 10—30 нс. Установлена аномально высокая скорость расширения разрядного канала, достигающая $3 \cdot 10^6$ см/с, что не может быть объяснено процессами гидродинамического расширения в жидкости. Предложена модель, качественно объясняющая расширение искрового канала в начальной стадии сильноточного наносекундного разряда в жидкости, основанная на предположении о взрывном вскипании жидкости вблизи границы разрядного канала, приводящем к образованию вокруг него газопаровой полости, в которой в дальнейшем происходит расширение разрядного канала.

После переключения разрядным каналом в жидкости межэлектродного промежутка начинается стадия коммутации, характеризующаяся быстрым спадом напряжения на искровом промежутке и резким нарастанием тока в разрядном канале. Исследование процессов, происходящих на этой стадии импульсного разряда в жидкости, представляет значительный интерес не только для выяснения физических закономерностей развития разряда, но и для практического применения, так как именно эти процессы определяют в основном рабочие характеристики высоковольтных сильноточных коммутаторов с жидкой изоляцией, нашедших широкое распространение в технике формирования мощных наносекундных импульсов тока и напряжения [1, 2]. Изучению начальной стадии электрического разряда в жидкости посвящен ряд работ [3-7], в которых достаточно подробно исследованы явления, происходящие в разрядном промежутке в процессе расширения канала сильноточной искры при скорости нарастания тока $\leq 10^{11}$ А/с и длительности стадии коммутации $> 10^{-6}$ с. Однако типичными режимами работы коммутационной аппаратуры с жидкой изоляцией являются скорость нарастания разрядного тока 10^{12} — 10^{14} А/с и длительность стадии коммутации $\sim 10^{-8}$ с [2]. Динамика и основные параметры канала разряда в жидкости при таких режимах коммутации практически не исследованы. Как показано в работе [8], являющейся, пожалуй, единственной экспериментальной работой в этой области, закономерности развития разряда при наносекундной длительности стадии коммутации существенно отличаются от изученных ранее при умеренных режимах коммутации, что не позволяет использовать полученные в [3-7] данные при разработке сильноточной коммутационной аппаратуры наносекундного диапазона.

В настоящей работе проведены экспериментальные исследования динамики и основных параметров канала разряда в очищенной воде на стадии коммутации тока в условиях, характерных для работы высоковольтных сильноточных коммутаторов в генераторах мощных наносекундных импульсов, при средней скорости нарастания тока до $3 \cdot 10^{12}$ А/с и длительности стадии коммутации 10—30 нс.

Методика и результаты эксперимента

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. От генератора импульсных напряжений 1 коаксиальная формирующая линия 2 с волновым сопротивлением 3.7 Ом и двойной электрической длиной ~ 50 нс заряжалась

до напряжения 150—350 кВ за время 0.4—0.7 мкс. Линия разряжалась на активную нагрузку 5 через исследуемый разрядный промежуток 3, образованный плоскими электродами, на одном из которых (на аноде) для стабилизации временных и пространственных характеристик разряда установлен острый конический электрод с углом заточки $\sim 20^\circ$. Сопротивление активной нагрузки (жидкостной резистор) регулировалось в пределах 0—50 Ом. В качестве изоляции в формирующей линии и исследуемом коммутаторе использовалась очищенная вода с удельным сопротивлением $(2\div 4)\cdot 10^6$ Ом·см. Длина исследуемого разрядного промежутка изменялась в пределах 0.5—3 см, средняя напряженность электрического поля 80—300 кВ/см, амплитуда разрядного тока 20—60 кА.

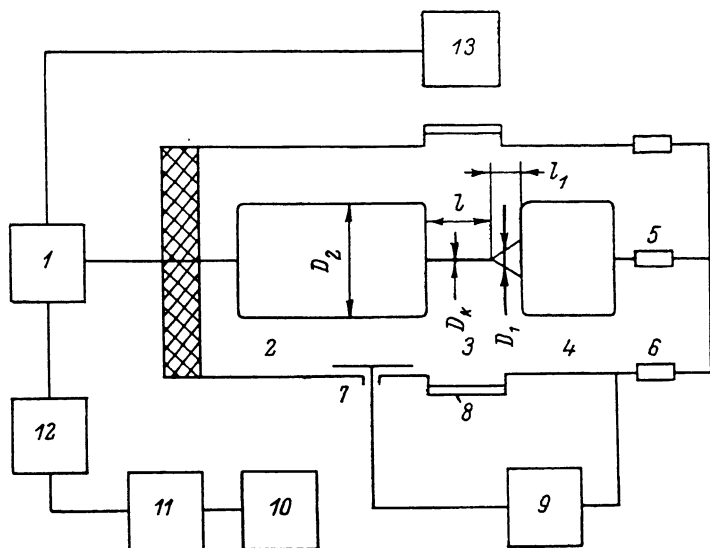


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — генератор импульсных напряжений, 2 — формирующая линия, 3 — исследуемый разрядный промежуток, 4 — передающая линия, 5 — нагрузка, 6 — токовый шунт, 7 — емкостной делитель напряжения, 8 — моторные окна, 9 — осциллографический регистратор, 10 — электронный-оптический регистратор, 11 — блок синхронизации, 12 — линия задержки, 13 — источник подсветки.

Для регистрации импульсного напряжения на формирующей линии и разрядного тока применялись соответственно емкостной делитель напряжения 7 и шунт обратного тока 6 с постоянной времени ~ 1 нс. Оптическая регистрация параметров канала разряда осуществлялась электронно-оптической установкой, описанной в работе [9], с временной разрешающей способностью не хуже 1 нс и пространственным разрешением $\sim 6\cdot 10^{-5}$ м. Характерные размеры искрового канала определялись по размерам свечения на эзограммах. Как показали контрольные измерения, проведенные с использованием подсветки исследуемого канала разряда от вспомогательного источника света, в качестве которого использован параллельно зажигаемый искровой канал в воде с разрядным током, много большим амплитуды тока в исследуемом канале разряда, погрешность измерения геометрических размеров разрядного канала, обусловленная отождествлением размеров свечения на эзограммах с размерами разрядного канала, в реализованных условиях не превышает 30 %, что вполне удовлетворяет требованиям подобных измерений.

Рассмотрение динамики канала разряда начнем со стадии формирования пробоя, которая определяет пространственную структуру искрового канала в жидкости. После зажигания разряда вблизи острия наблюдается его продвижение к противоположному электроду с постоянно возрастающей скоростью V_p . Начальная скорость развития разряда в значительной степени зависит от средней напряженности электрического поля в разрядном промежутке и составляет $(5\div 8)\cdot 10^6$ см/с. После прохождения разрядным каналом пути $(0.3\text{--}0.5)l$ (l — длина межэлектродного зазора) наблюдается, как пра-

вило, его ветвление [10], причем количество ветвей n зависит в основном от средней напряженности поля в разрядном промежутке E_{cp} и длины межэлектродного зазора (n увеличивается с повышением E_{cp} и l). В исследованных условиях среднее значение n равно 2—3, максимальное достигает 5. Следует также отметить, что уже в начале ветвления образовавшиеся ветви имеют различный диаметр и скорость продвижения к противоположному электроду. Эти параметры максимальны для ветвей, развивающихся по кратчайшему пути. В дальнейшем различие в диаметре и скорости развития еще больше увеличивается, вплоть до того, что часть ветвей уже в этой стадии разряда может прекратить свое продвижение к противоположному электроду. На финишном участке скорость продвижения ветвей, получивших преимущественное развитие, достигает величины $(2 \sim 3) \cdot 10^7$ см/с, причем явно выраженной зависимости V_p от E_{cp} на этом участке обнаружить не удалось. Одновременно с продвижением в глубь разрядного промежутка уже на стадии формирования пробоя наблюдается расширение разрядного канала со средней скоростью $(0.5 \div 2) \cdot 10^5$ см/с, обусловленное

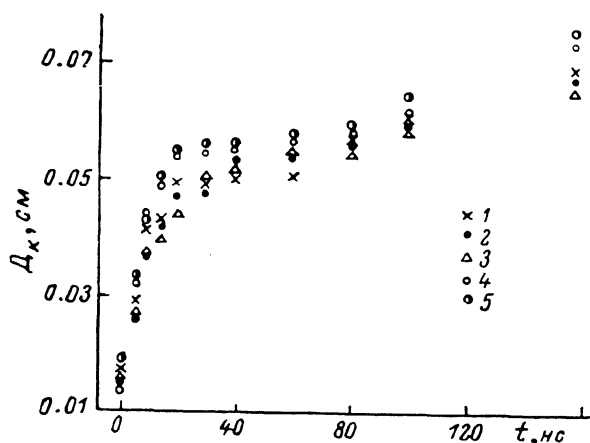


Рис. 2. Изменение диаметра канала разряда во времени.

U_0 — напряжение на разрядном промежутке в момент начала коммутации (кВ): 1—3 — 200, 4 — 260, 5 — 310. 1 — $l=0.8$; 2, 4, 5 — 1.4; 3 — 2.5 см.

скорее всего процессами гидродинамического характера, вызванными повышением давления в разрядном канале, чему в значительной степени способствует существенная величина тока, протекающего через разрядный промежуток на стадии формирования пробоя, амплитуда которого достигает нескольких сотен ампер. Приближенная оценка, проведенная в работе, показывает, что в реализованных условиях энергии, выделившаяся в исследуемом разрядном промежутке на стадии формирования пробоя, может достигать 10—15 Дж, т. е. если предположить, что практически вся энергия выделяется в разрядном канале,

то получаем, что к моменту коммутации плотность запасенной в искровом канале энергии достигает величины $(2 \div 3) \cdot 10^4$ Дж/см³, что примерно соответствует плотности энергии при детонации твердых взрывчатых веществ.

После касания одной или несколькими ветвями разрядного канала противоположного электрода наблюдается резкое увеличение тока, протекающего через искровой промежуток, и спад напряжения на нем, т. е. начинается стадия коммутации, характеризующаяся существенным увеличением скорости расширения центрального ствола разрядного канала и перемкнувших к этому моменту времени межэлектродный промежуток разрядных ветвей. Остальные ветви разрядного канала, скорость развития которых к моменту начала коммутации превышает 10^7 см/с, перемыкают разрядный промежуток через 5—10 нс после начала коммутации, однако их роль в процессе коммутации невелика, о чем свидетельствует малая скорость их расширения, которая в 2—4 раза меньше скорости расширения центрального ствола разрядного канала и ветвей, первыми перемкнувшими разрядный промежуток. Следует также отметить аномальное развитие участков разрядного канала в приэлектродных зонах, особенно вблизи острейшего электрода, что может быть связано с участием в разрядных процессах материала электродов, испарившегося с поверхности металла в зоне контакта с нагретым до высокой температуры веществом канала разряда, а также на участке ветвления разрядного канала, обусловленного, по-видимому, взаимодействием разрядных ветвей. Аномальность проявляется прежде всего в несоответствии скорости расширения этих зон расширению остальных участков разрядного канала, причем это несоответствие не является однозначным.

Изменение усредненного диаметра искрового канала D_k в начальной стадии разряда показано на рис. 2. Видно, что начальный диаметр разрядного канала D_0 составляет 0.014—0.018 см, что по порядку величины соответствует экспериментальным данным, полученным в работах [11-13] при исследовании параметров канала разряда в газе для наносекундной длительности стадии коммутации. Некоторое превышение полученных в настоящей работе значений D_0 обусловлено, по-видимому, более интенсивным энерговыделением на стадии формирования пробоя в жидких диэлектриках, а также большей продолжительностью этой стадии.

В первые 10—20 нс после начала коммутации диаметр искрового канала увеличивается со средней скоростью $V_k = dD_k/dt$, достигающей $(1 \div 3) \cdot 10^6$ см/с, т. е. скорость продвижения границы разрядного канала почти на порядок превосходит скорость звука в воде. Большие значения V_k достигаются при более высоких значениях скорости выделения энергии в разрядном канале. Изменение диаметра искрового канала во времени на стадии коммутации хорошо описывается выражением вида

$$D_k(t) = Kt^{1/3},$$

где K — коэффициент, зависящий от режима энерговыделения в разрядном канале и в исследованных условиях равный 0.15—0.25 см/с^{1/3}.

Следует отметить, что аномально высокие скорости расширения искрового канала в жидкости ($\sim 10^6$ см/с) в первые несколько десятков наносекунд после начала коммутации отмечались и в ряде ранних работ (например, в [3]) при умеренных режимах коммутации, когда время нарастания тока до максимума превышает 10^{-6} с.

Диаметр разрядного канала к моменту окончания коммутации D'_k может быть определен из выражения

$$D'_k = 3 \cdot 10^{-6} I^{1/3} \text{ м}, \quad (1)$$

где I — амплитуда разрядного тока (А), причем авторами настоящей работы установлено, что значение D'_k примерно соответствует диаметру эрозионных меток D_3 на поверхности электродов [10], откуда можно сделать вывод, что в исследованных условиях наиболее интенсивный теплообмен плазмы разрядного канала с поверхностью электродов и, по-видимому, с окружающей канал жидкостью происходит в течение стадии коммутации тока. Примерное соответствие D'_k и D_3 позволяет использовать результаты измерения диаметра эрозионных меток для оценки диаметра разрядного канала в момент окончания коммутации.

После достижения разрядным током амплитудного значения скорость расширения разрядного канала резко уменьшается и составляет $(0.6 \div 0.8) \cdot 10^5$ см/с, т. е. становится меньше скорости звука в воде. Яркость поверхности разрядного канала при этом начинает уменьшаться, что, по-видимому, связано с уменьшением температуры вещества в искровом канале. Наличие двух участков на зависимости $D_k = f(t)$ позволяет предположить действие двух механизмов, ответственных за расширение канала разряда.

Существенное увеличение диаметра искрового канала в жидкости в начальной стадии, происходящее при увеличении проводимости вещества в разрядном канале [3], характеризуется уменьшением активного сопротивления канала, изменение которого во времени может быть оценено по осциллограммам разрядного тока и спада напряжения на исследуемом промежутке (рис. 3). В реализованных условиях сопротивление искрового канала R_k может быть определено из выражения

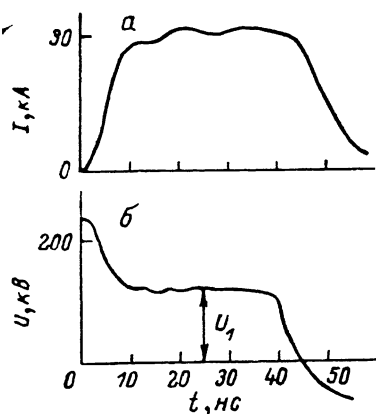


Рис. 3. Типичные осциллограммы разрядного тока (а) и напряжения на исследуемом промежутке (б).

U_1 — падение напряжения на нагрузке и сопротивлении разрядного канала.

$$R_k(t) = \frac{U(t)}{I(t)} - \frac{L(dI/dt)}{I(t)} - R_n, \quad (2)$$

где $U(t)$ — напряжение на разрядном промежутке, $I(t)$ — разрядный ток, L — индуктивность разрядного промежутка, R_n — сопротивление нагрузки. Второй член в правой части выражения (2) есть поправка на индуктивную составляющую.

Индуктивность разрядного промежутка с плоскими электродами и с коническим выступом на одном из них, коммутирующего коаксиальную формирующую линию, можно определить аналогично тому, как это сделано в работе [14] при расчете индуктивности контура со скачкообразным изменением диаметра внутреннего электрода коаксиальной системы (рис. 1). После преобразований получаем

$$L = 2 \left(l_1 \ln \frac{D_2}{D_1} - l \ln \frac{D_1}{D_k} \right), \text{ нГ,}$$

где l, l_1, D_1, D_2, D_k — в см. Значение D_k может быть получено расчетом по выражению (1).

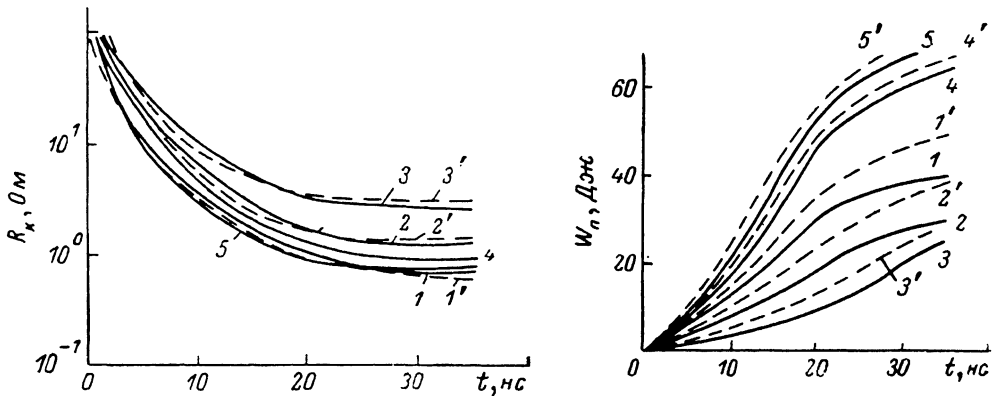


Рис. 4. Сопротивление искрового канала в начальной стадии разряда.

1—5 — эксперимент, 1'—3' — расчет. Обозначения те же, что и на рис. 2.

Рис. 5. Зависимость энергии, выделившейся в разрядном канале, от времени.

1—5 — расчет по (3), 1'—5' — по (4). Обозначения те же, что и на рис. 2.

Оценка индуктивной составляющей показывает, что при скорости нарастания тока $dI/dt \geq 10^{12}$ А/с она вносит заметный вклад в общее сопротивление канала разряда (в исследованных условиях вклад индуктивной составляющей достигает 30 %) и ее необходимо учитывать в расчетах R_k .

Изменение сопротивления канала разряда во времени показано на рис. 4. В первые 5—10 нс после начала коммутации значение R_k быстро уменьшается от величины порядка сотен Ом до 5—10 Ом. В дальнейшем наблюдается более медленное уменьшение активного сопротивления, и через 15—25 нс оно достигает установившегося значения, которое составляет 0.8—3.5 Ом и определяется в основном длиной межэлектродного промежутка и средней напряженностью электрического поля в нем в момент начала коммутации E_0 .

Энергия, выделившаяся в канале разряда к моменту времени t , может быть определена непосредственно по осциллограммам тока и напряжения как

$$W_n(t) = \int_0^t I(t) U(t) dt - \int_0^t I^2(t) R_n dt \quad (3)$$

(где второй член в правой части выражения есть энергия, выделившаяся в сопротивлении нагрузки), а может быть найдена по данным расчета $R_k(t)$

$$W_n(t) = \int_0^t I^2(t) R_k(t) dt. \quad (4)$$

Результаты расчета W_{π} по выражениям (3) и (4) приведены на рис. 5 (энергия, выделявшаяся в разрядном промежутке на стадии формирования пробоя, не учитывается). Некоторое расхождение расчетных данных может быть объяснено неучетом изменения активного сопротивления нагрузки во времени, что подтверждается меньшим расхождением результатов расчета по выражениям (3) и (4) в режимах с более высокой скоростью нарастания разрядного тока (зависимости 4, 4' и 5, 5'), когда сопротивление нагрузки за более короткий промежуток времени достигает своего установившегося значения.

Скорость выделения энергии в разрядном канале возрастает с уменьшением его длины и увеличением начальной напряженности поля в разрядном промежутке E_0 . Оценка плотности энергии в канале разряда на стадии коммутации показывает, что она достигает $3 \cdot 10^4$ Дж/см³, т. е. примерно равна плотности энергии в искровом канале на стадии формирования разряда.

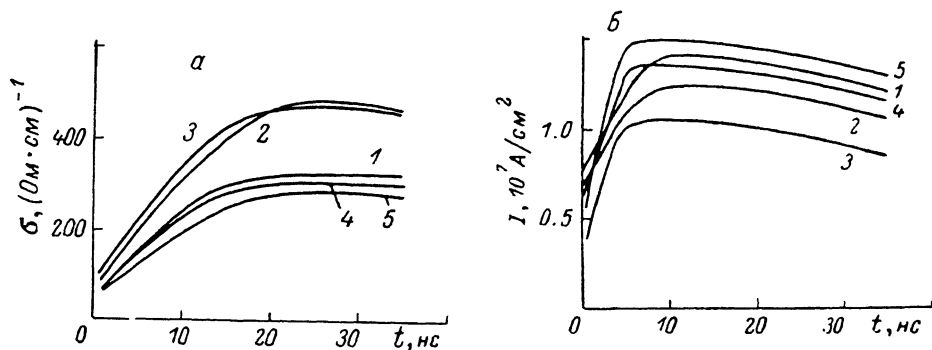


Рис. 6. Изменение проводимости вещества в разрядном канале (а) и средней плотности тока (б) во времени.

Обозначения те же, что и на рис. 2.

По данным измерения диаметра искрового канала и его активного сопротивления можно оценить проводимость вещества в разрядном канале

$$\sigma(t) = 4K_{\phi} l / R_{\kappa}(t) \pi D_{\kappa}^2(t), \quad (5)$$

где K_{ϕ} — коэффициент, учитывающий отклонение геометрии канала разряда от цилиндрической (поправка на извилистость и ветвистость).

Изменение проводимости вещества разрядного канала во времени показано на рис. 6, а. В начальный момент времени $\sigma \sim 100$ (Ом·см)⁻¹ и возрастает к моменту достижения максимальной амплитуды разрядного тока 300—500 (Ом·см)⁻¹.

В предположении спитчеровской проводимости по данным расчета σ проведена оценка электронной температуры T_e в канале искрового пробоя в начальной стадии разряда. Показано, что величина T_e может достигать несколько десятков тысяч градусов, что согласуется с экспериментальными данными, полученными в [15, 16] при измерении электронной температуры вещества искрового канала в жидкости по относительной интенсивности сплошного спектра излучения от разрядного канала.

Изменение во времени средней плотности тока I в разрядном канале показано на рис. 6, б, откуда следует, что уже в начальный момент коммутации I существенно превосходит плотность тока, полученную в работе [3] при умеренных режимах коммутации. Максимальная плотность тока достигает 1.5×10^7 А/см² и зависит от скорости выделения энергии в разрядном канале (возрастает с увеличением dW_{π}/dt). Следует отметить также, что распределение плотности тока по длине разрядного канала крайне неравномерно, причем максимальное значение I достигается, как правило, вблизи острейшего электрода (анод) и в месте разветвления разрядного канала, а минимальная плотность тока — вблизи катода. Различие между максимальным и минимальным значениями плотности тока может достигать десятикратного.

Обсуждение результатов

Применительно к разработке высоковольтных сильноточных коммутаторов с жидкой изоляцией наибольший интерес представляют такие параметры разрядного канала, как его индуктивность и активное сопротивление. Индуктивность разрядного канала определяется в основном его геометрией и конфигурацией разрядного промежутка и может быть найдена достаточно просто по данным работы [14], причем в большинстве случаев для этого достаточно знать лишь приближенное значение диаметра разрядного канала, которое может быть определено из выражения (4).

Активное сопротивление искрового канала в большей степени зависит от его параметров, таких как диаметр разрядного канала и проводимость вещества в нем, т. е. определяется гидродинамическими, ионизационными и тепловыми процессами, происходящими в начальной стадии развития разряда, в связи с чем закономерности его эволюции на стадии коммутации тока представляют определенный практический интерес.

В настоящее время считается, что в начальной стадии разряда в процессе расширения граница разрядного канала является практически непроницаемой для жидкости и увеличение диаметра искрового канала в жидкости вызвано значительным повышением давления внутри него, т. е. гидродинамическим расширением [17]. Однако при скорости продвижения границы разрядного канала, много большей, чем скорость звука в жидкости, что имеет место при наносекундной длительности стадии коммутации, расширение канала разряда в начальной стадии не может быть объяснено одними гидродинамическими процессами. Это подтверждает расчет энергии, необходимой для гидродинамического расширения разрядного канала, выполненный по методике работы [17]. Согласно проведенным оценкам, для гидродинамического расширения искрового канала в жидкости в исследованных условиях необходимая величина энергии должна быть больше 500 Дж, что на порядок превышает энергию, выделившуюся в разрядном канале на стадии коммутации (рис. 5), и в несколько раз больше энергии, запасенной в формирующей линии. Отсюда следует, что при наносекундной длительности начальной стадии разряда гидродинамическая теория расширения искрового канала в жидкости, развитая для умеренных режимов коммутации, не может быть привлечена для объяснения полученных закономерностей, т. е. эволюция разрядного канала обуславливается скорее всего процессами негидродинамического характера. В качестве одного из них может быть рассмотрен процесс испарения жидкости в приграничном к каналу разряда слое, причем ответственными за испарение могут быть как повышение температуры в канале разряда, так и ударное сжатие жидкости вблизи стенок канала за счет резкого повышения давления в нем [18].

Процесс расширения искрового канала в жидкости при наносекундной длительности стадии коммутации можно представить следующим образом. После перемыкания каналом разрядного промежутка вследствие повышения температуры вещества и давления в искровом канале, вызванного протеканием разрядного тока, увеличивается поток тепла, излучаемого со стенок искрового канала в окружающую его жидкость. Значительная часть излучаемой энергии поглощается в тонком слое жидкости вблизи стенки канала, что вызывает ее интенсивный перегрев и делает возможным взрывное вскипание в слое перегретой жидкости [19], характеризующееся образованием большого количества газопаровых пузырьков, которые, сливаясь, образуют сплошной газопаровый чехол вокруг канала разряда. В дальнейшем возможны два вида процессов.

Первый включает в себя разогрев холодного газа в результате взаимодействия с горячим веществом разрядного канала и протекание интенсивных ионизационных процессов в газопаровом чехле под действием сильного электрического поля (продольный градиент электрического поля в разрядном канале даже после установления максимального значения тока достигает 30—50 кВ/см), вследствие чего температура вещества в чехле сравнивается с температурой центральной части искрового канала, что ведет к увеличению излучения тепла от канала разряда и перегреву следующего слоя жидкости, в котором наблюдается взрывное вскипание, приводящее к образованию газопарового

чехла, и т. д. Данный процесс будет непрерывно идти до тех пор, пока имеет место интенсивное выделение энергии в разрядном канале.

Второй возможный вид процессов состоит в том, что после образования газопарового чехла происходит гидродинамическое расширение канала разряда в среде газа, окружающего канал. Поскольку плотность газа существенно меньше плотности жидкости, гидродинамическое расширение канала разряда в газе требует значительно меньших энергозатрат. По мере приближения стенки разрядного канала к границе раздела газ—жидкость за счет увеличения потока тепла от канала разряда происходит перегрев близлежащих слоев жидкости с последующим взрывным вскипанием, т. е. по мере расширения канала разряда граница раздела газ—жидкость также будет смещаться в радиальном направлении. Подтверждением возможности расширения искрового канала не в самой жидкости, а в предварительно образованном газопаровом чехле служит экспериментально установленный авторами настоящей работы факт, состоящий в том, что в сопоставимых условиях характер нарастания тока в разрядном канале в жидкости практически не отличается от закономерностей роста тока в газовом разрядном промежутке, несмотря на то что плотность этих сред отличается в сотни раз.

Поскольку параметры вещества в канале разряда (в первую очередь температура и плотность) неизвестны и могут быть оценены очень ориентировочно, можно провести лишь весьма грубый расчет энергии, необходимой для протекания этих двух видов процессов.

Энергия, необходимая для расширения разрядного канала по первой модели, может быть оценена из выражения

$$W_{\pi} = W_{\text{в}} + W_{\text{г}} + W_0 + W_{\text{д}} + W_{\text{н}},$$

где $W_{\text{в}} = qtA$ — энергия, необходимая для взрывного вскипания жидкости [19]; q — удельный тепловой поток со стенок разрядного канала, необходимый для взрывного вскипания жидкости ($q > 10^5$ Вт/см²); t — время выделения энергии; A — площадь поверхности искрового канала; $W_{\text{г}}$ — энергия, требуемая для образования парогазового чехла $W_{\text{г}} \leq W_{\text{исп}}$ ($W_{\text{исп}}$ — энергия испарения); W_0 — энергия, затрачиваемая на преобразование начального разрядного канала; $W_{\text{д}}$, $W_{\text{н}}$ — энергии диссоциации и ионизации вещества в парогазовом чехле. Значения $W_{\text{исп}}$, W_0 , $W_{\text{д}}$ и $W_{\text{н}}$ могут быть найдены из выражений, приведенных в [17]. Для исследованных в настоящей работе условий получаем: $W_{\text{в}} = 0.3 \div 5$ Дж, $W_{\text{г}} = 3 \div 15$ Дж, $W_0 = 3 \div 20$ Дж, $W_{\text{д}} = 5 \div 30$ Дж, $W_{\text{н}} = 2 \div 15$ Дж. Отсюда суммарная энергия, необходимая для развития разрядного канала на стадии коммутации, составляет 15—90 Дж.

Величина энергии, требуемой для протекания второго вида процессов, может быть оценена из выражения

$$W_{\pi} = W_{\text{в}} + W_{\text{г}} + W_0 + W_{\text{р}},$$

где $W_{\text{р}}$ — энергия, затрачиваемая на расширение разрядного канала в газопаровом чехле, рассчитана по методике, аналогичной работе [17]. В исследованных условиях $W_{\text{р}} = 20 \div 60$ Дж, т. е. для расширения разрядного канала по второй модели необходимая величина $W_{\pi} = 25 \div 100$ Дж.

Таким образом, согласно проведенным оценкам, для расширения канала разряда на стадии коммутации в реализованных условиях величина W_{π} должна составлять 15—100 Дж, что согласуется с экспериментальными результатами (рис. 5). Какому из вышеописанных процессов следует отдать предпочтение, пока не ясно. Скорее всего они оба участвуют в процессе расширения канала разряда в жидкости при наносекундной длительности стадии коммутации.

После достижения амплитудой тока максимального значения, когда скорость расширения разрядного канала уменьшается до $(0.6 \div 0.8) \cdot 10^5$ см/с (рис. 2), увеличение диаметра искрового канала может быть удовлетворительно объяснено в рамках гидродинамической теории [17].

Таким образом, если принять, что расширение искрового канала в сильноточном наносекундном разряде в жидкости на стадии коммутации тока происходит в предварительно образованной газопаровой полости, окружающей искровой канал, то для описания процесса нарастания тока в разрядном канале

в жидкости должна быть применима одна из теорий расширения искрового канала, развитых для газового разряда.

При амплитуде разрядного тока больше 10^4 А для пробоя газовых промежутков справедлива теория расширения искрового канала, предложенная в работе [20] и апробированная в [11, 21], согласно которой активное сопротивление разрядного канала может быть найдено из выражения

$$R_k(t) = \frac{lK_1\rho^{1/3}}{\int_0^t I^{2/3}(t) dt},$$

где ρ — плотность газа, K_1 — постоянный коэффициент.

Предположив, что плотность газа в парогазовом чехле, окружающем канал разряда в жидкости, есть величина примерно постоянная, получаем выражение для расчета активного сопротивления искрового канала в жидкости

$$R_k(t) = \frac{lK_2}{\int_0^t I^{2/3}(t) dt}, \quad (6)$$

где K_2 — постоянный коэффициент, значение которого в исследованных условиях примерно равно 10^{-3} (I — А, t — с, l — м).

Расчет по выражению (6) дает удовлетворительное совпадение с экспериментальными результатами (рис. 4).

Таким образом, предположение о взрывном вскипании жидкости вблизи границы разрядного канала с дальнейшим образованием вокруг него газопаровой полости, в которой затем происходит расширение искрового канала в начальной стадии электрического разряда в жидкости, не противоречит проведенным оценкам и позволяет качественно объяснить процесс аномально быстрого расширения разрядного канала в жидкости при наносекундной длительности стадии коммутации. Для построения количественной модели расширения искрового канала в начальной стадии разряда понадобится более подробный анализ процессов, происходящих в плазме разрядного канала и в приграничном слое окружающей его жидкости.

Литература

- [1] Месля Г. А. Генерирование мощных наносекундных импульсов. М.: Сов. радио, 1974. 256 с.
- [2] Martin J. C. Preprint SSWA/JCM/703/27. Berks: Aldermaston, 1970. 36 p.
- [3] Скворцов Ю. В., Комельков В. С., Кузнецов Н. М. ЖТФ, 1960, т. 30, № 10, с. 1165.
- [4] Окунь И. З. ЖТФ, 1969, т. 39, № 5, с. 837—849.
- [5] Иорффе А. И., Наугольный К. А., Рой Н. А. ПМТФ, 1964, № 4, с. 108—113.
- [6] Пастухов В. Н. ЖТФ, 1968, т. 38, № 2, с. 318—322.
- [7] Кривицкий Е. В., Шамко В. В. ЖТФ, 1972, т. 42, № 1, с. 83—87.
- [8] Капишников Н. К., Липов Г. В., Муратов В. М., Ушаков В. Я. Тез. докл. II Всес. научно-техн. конф. «Электрический разряд в жидкости и его применение в промышленности» (Николаев, май 1980 г.). Киев: Наукова думка, 1980, с. 16—17.
- [9] Капишников Н. К., Липов Г. В., Муратов В. М. ПТЭ, 1981, № 2, с. 178—180.
- [10] Капишников Н. К., Муратов В. М., Ушаков В. Я. ПМТФ, 1985, № 2, с. 36—40.
- [11] Бескава И. А., Кремяев В. В., Новаковский М. В., Поталыцын Ю. Ф. Физика плазмы, 1984, № 6, с. 116—121.
- [12] Андреев С. И., Ванюков М. П., Комолов А. Б. ЖТФ, 1962, т. 32, № 1, с. 57—62.
- [13] Koppitz J. Z. Naturforsch., 1967, Bd 22, H. 11, S. 1089—1097.
- [14] Калантаров П. Л., Цейтлин Л. А. Расчет индуктивностей. 2-е изд., переработ. и доп. Л.: Энергия, 1970. 415 с.
- [15] Куценко А. Н., Кортнев А. В. Изв. вузов. Физика, 1963, № 1, с. 112—114.
- [16] Martin E. A. J. Appl. Phys., 1960, v. 31, N 2, p. 255—267.
- [17] Наугольный К. А., Рой Н. А. Электрические разряды в воде. М.: Наука, 1970. 155 с.
- [18] Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
- [19] Скрипов В. П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972. 258 с.
- [20] Брагинский С. И. ЖЭТФ, 1958, т. 34, № 6, с. 1548—1553.
- [21] Баранник С. И., Вассерман С. Б., Лукин А. Н. ЖТФ 1974, т. 44, № 11, с. 2352—2359.

Научно-исследовательский институт высоких напряжений при Томском политехническом институте им. С. М. Кирова

Поступило в Редакцию 21 октября 1985 г.
В окончательной редакции 14 июля 1986 г.