

Boxoft Image To PDF Demo. Purchase from
www.Boxoft.com to remove the watermark

И. С. СТЕКОЛЬНИКОВ - ПРИРОДА ДЛИННОЙ ИСКРЫ

УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКАЯ КНИГА СССР

И. С. СТЕКОЛЬНИКОВ

ПРИРОДА
ДЛИННОЙ
ИСКРЫ



ИЗДАТЕЛЬСТВО
АКАДЕМИИ НАУК СССР

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. Г. М. КРЖИЖАНОВСКОГО

И. С. СТЕКОЛЬНИКОВ

ПРИРОДА
ДЛИННОЙ ИСКРЫ

Издательство Академии Наук СССР

МОСКВА—1960

Работа посвящена рассмотрению механизма искры в длинных промежутках различного типа при приложении к ним разного рода напряжений. В основу монографии положены исследования, проведенные автором и его сотрудниками, а также значительное число работ, опубликованных в литературе.

Описаны аппараты, схемы и методы измерения, которые применялись при изучении природы искры. Рассматриваются последовательные стадии искры в различных разрядных промежутках (в основном в воздушных) и при различных типах напряжений.

В свете обобщенных закономерностей развития импульсного разряда рассматриваются вопросы, имеющие важное практическое значение. Анализируются методы расчета и экспериментального получения вольт-секундных характеристик изоляции, и рекомендуются методы для более правильного их получения. Излагаются современные теории образования молний и экспериментальные результаты по ее изучению, опубликованные в последнее время.

Монография рассчитана на широкий круг лиц, занимающихся исследованием высоковольтного разряда или использованием свойств его как в научно-исследовательской, так и в инженерно-технической области.

О т в е т с т в е н н ы й р е д а к т о р
член-корреспондент АН СССР Б. М. Вул

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящая монография посвящена изучению длинной искры, развивающейся в воздухе при нормальных условиях между электродами с сильно неравномерным полем при подводе к ним напряжений разной формы. Очень коротко в книге рассмотрены вопросы образования молний. Здесь отражены многие исследования, проведенные автором и его сотрудниками за 25 лет, целью которых было изучение механизма воссоединения и нейтрализации противоположных по знаку зарядов, сосредоточенных в источнике энергии и на присоединенных к нему электродах, между которыми находится воздух.

В монографии учтены наиболее важные работы различных авторов по многим вопросам высоковольтного газового разряда.

Конечной целью исследования электрического разряда является последовательное качественное и количественное описание макроскопического явления пробоя, в данном случае в виде искры, при помощи элементарных процессов.

В настоящее время не только общая задача далека от завершения, но нет достаточно полных решений по отдельным элементам пробоя. Поэтому первоочередной задачей представляется накопление достаточно полных экспериментальных материалов по ряду отдельных элементов процесса пробоя, объяснение которых будет продвигать решение общего вопроса к поставленной цели.

Рассматриваемая область науки в последние годы интенсивно развивается, но, несмотря на обилие серьезных исследований по многим вопросам электрического разряда, единство взглядов не достигнуто. Вместе с тем развитие высоковольтных электросистем и быстрый рост их применяемых напряжений ставят все более сложные и ответственные задачи по осуществлению изоляции и снижению себестоимости. Решение названных вопросов требует научных обоснований, покоящихся на знании природы длинной искры и молний.

Так, например, в расчетах атмосферных перенапряжений на линиях электропередач с тросами применяется коэффициент связи, количественное обоснование которого требует надежных сведений о короне на импульсном напряжении. Для определения потенциалов на пораженной опоре нужны подробные сведения о механизме образования молний. Применение барьеров делает необходимым детальное рассмотрение механизма развития начальной и лидерной стадий длинной искры. Анализ вольт-секундных характеристик длинной искры должен исходить из свойств лидерной стадии, которая в свою очередь связана с параметрами генератора импульсных напряжений и т. д.

До последнего времени электропередача энергии производилась на переменном напряжении, теперь намечается осуществление дальних

передач больших мощностей на весьма высоком постоянном напряжении. Таким образом, практически важным становится исследование поведения изоляции на переменном, постоянном и импульсном напряжениях.

В связи с изложенным представляется целесообразным систематизировать знания в этой области науки и подвести некоторые итоги накопленному материалу.

В истории развития науки о высоковольтном разряде было обнаружено много внешних различных элементов механизма разряда, которым присваивались различные названия. Часто в литературе появлялись термины, недостаточно четко и строго определяющие описываемое явление, и это привело к ряду трудностей в их классификации. Все это вызвало необходимость уделить внимание вопросам более точного определения изучаемых явлений и их взаимосвязи в развитии искры.

Автор представляет себе трудность стоящей перед ним задачи и рассматривает ее решение лишь как первую попытку систематизации общирного исследовательского опыта, который может, по-видимому, интересовать не только исследователей разряда, но и более широкие научно-технические круги.

Монография не претендует на сколько-нибудь полный обзор всех существующих экспериментальных и теоретических работ, посвященных высоковольтному разряду, так как это потребовало бы несравненно большего объема книги. В задачу автора не входило также рассмотрение элементарных процессов газового разряда, но в монографии дается краткий обзор теории развития лавинно-стримерного механизма и ее модификаций.

Глава II написана совместно с Е. Н. Браго, а главы III и VI — совместно с И. Г. Пулавской. При подготовке к печати гл. I автору оказывал помощь А. Я. Инков.

Все сообщенные замечания и предложения по улучшению этой книги будут встречены с большой признательностью.

ВВЕДЕНИЕ

Человек впервые познакомился с существованием электрических явлений, наблюдая во время грозы за молнией.

Начало учения об электричестве связывают с именем Фалеса из Мiletta (640—550 гг. до н. э.). По свидетельству Аристотеля, Фалес знал о притяжении натертым янтарем соломинок, кусочков тканей и т. п. Греческое название янтаря — «электрон» ($\tau\lambda\epsilon\kappa\tau\rho\sigma$) породило слово «электричество». Уже тогда было известно своеобразное проявление электричества, сопровождающееся сотрясением и ударом, производимыми некоторыми породами рыб (электрический скат и электрический сом).

Эти различные проявления электричества древние «стествоиспытатели» не рассматривали в какой-либо взаимной связи.

По утверждению римского философа Люция Сенеки, уже две тысячи лет назад люди замечали, что во время гроз звезды как бы исходят с неба и опускаются на мачты кораблей. Такого рода явления наблюдались моряками Христофора Колумба, и это свечение, сопровождавшее тихий электрический разряд, получило название «огни св. Эльма». Давно известна была также другая, более редкая разновидность проявлений атмосферного электричества, обычно возникающая во время гроз, — шаровая молния.

Использование электричества, возникающего при натирании янтаря, стекла и некоторых других предметов, дало возможность обнаруживать не только притяжение и отталкивание незаряженных предметов, но и видеть небольшие кратковременные вспышки света, исходящие от тонких резко очерченных ярких каналов, и слышать их треск. Эта форма проявления электричества получила название «искра». Первые примитивные опыты были предвестниками грядущих экспериментов по получению искусственных молний.

С тех пор как Уолл (1650 г.), получивший искру натиранием янтаря, высказал предположение о тождественности искры и треска от нее с молнией и громом, эволюция знаний об этих явлениях шла параллельно, с взаимным влиянием на технику эксперимента и на развитие теорий.

В середине XVIII века Б. Франклин, М. В. Ломоносов, Г. В. Рихман и некоторые другие ученые заложили основы научного эксперимента и анализа атмосферно-электрических явлений и использовали результаты исследований для создания молниезащитных методов. После большого числа работ, выполненных на протяжении XVIII—XIX веков в области атмосферного электричества метеорологами и геофизиками, наступил новый этап в исследованиях молний, знаменующийся более глубоким проникновением в природу атмосферного электричества. При исследованиях возникла необходимость расчленять изучаемый процесс и каждому новому элементу давать специальный термин. Наиболее общим и широко

применяемым определением, характеризующим электрические процессы в диэлектрике и, в частности, в воздухе, является термин «электрический разряд».

Этот термин, видимо, возник в связи с изучением в середине XVIII века электрических явлений при экспериментах с лейденскими банками. При уровне знаний того времени целью «электрических опытов» не являлось изучение элементарных процессов в воздухе и под словом «разряд» имелось в виду исчезнование «электрического огня» (т. е. зарядов) с обкладок лейденской банки, которое фиксировалось по прекращению действия сил отталкивания на пробковый шарик, подвешенный вблизи наэлектризованного тела.

Так как процесс разрядки лейденской банки происходил через искру, то устанавливалась прочная связь между понятиями «разряд» и «искра».

Несомненно, более правильным является применение термина «разряд» лишь для указания того, что в межэлектродном газовом промежутке протекают те или иные электрические процессы, в которых участвуют заряженные частицы. Так, перенос заряженных частиц газа слабым электрическим полем называется «несамостоятельный газовый разряд». Искра часто является лишь частью разряда.

В этом процессе ток может быть как угодно малым. Если величина электрического поля достаточна для ионизации газа, заряженные частицы могут появляться без внешнего ионизатора и тогда процесс называется «самостоятельный газовый разряд». Этот термин охватывает многие различные явления, при которых токи могут меняться от 10^{-8} а и менее до тысяч килоампер и более. Роль этого процесса в воздействии на диэлектрик может быть весьма различной.

Искра принадлежит к классу разрядов, имеющих воспринимаемую визуально специфическую особенность — отшлифованный, узкий, яркий, кратковременно существующий канал.

Большое значение для науки об электрическом разряде имело открытие, сделанное в 1777 г. Лихтенбергом и состоявшее в том, что при разряде электризационной машины пыль оседала на смоляной пластинке в виде своеобразных фигур [4]. Эти явления привлекали внимание многих исследователей и использовались для изучения механизма электрического разряда.

В 1851 г. Пино [13] получил фигуры Лихтенберга на пластинах из диэлектриков, а Дюкрете [14] зафиксировал их на фотографических пластинах, что открыло путь экспериментальному изучению свойств скользящих разрядов, в которых многие учёные видели прототип молнии. Более подробные сведения по этим вопросам можно найти в литературе [5, 6, 7].

Хотя невооруженному глазу молния обычно представляется мгновенной вспышкой света от длинного яркого узкого канала, внимательный человек иногда может заметить прерывистость свечения. Так, еще Довэ в 1835 г. писал, что молния представляет собой прерывистый разряд.

Одним из наиболее ранних [1862 г.] экспериментальных исследований искры является работа Феддерсена [8], растягивавшего изображение искры вращающимся зеркалом.

Значительная скорость разворотки позволяла различать на фотографиях искр длиной 4–8 мм (источником питания служили лейденские банки) световые полосы от колебательных разрядных токов с частотой до 10^6 Гц.

В 1889 г. Хофферт [9], получив фотографии при помощи движущейся камеры, обнаружил, что молния состоит из 2–3 последовательных вспышек света и что каждая вспышка исходит от своего кратковременно существующего канала. На фотографии можно видеть, что одному из повторных ярких каналов и одной из ветвей повторного канала предшест-

вовал более бледный, тонкий канал, который как бы предопределил ему путь. Из-за этой функции предшественник яркого канала значительно позднее, после получения более совершенных фотографий и их анализа, был назван «лидером».

В то время сложная структура молнии вызвала оживленную дискуссию. Теперь такие грозовые разряды, состоящие из ряда последовательных единичных, или «однократных», молний, общеизвестны — они называются «многократные» молнии.

В 1898 и 1899 гг. Вальтер исследовал искру от катушки Румкорфа в промежутке, образованном двумя платиновыми остриями, и нашел, что она, как правило, не представляет собой единичного процесса [10]. Каждой видимой наблюдателем невооруженным глазом искре подготавливает путь несколько друг за другом следующих и толчкообразно развивающихся от обоих электродов отшлифованных каналов, или, как их часто называют, «стримеров»¹, на концах которых имеются кисточки или пучок нитей (*Büschen*). Каждый последующий отшлифованный разряд использует путь, проложенный в воздухе предыдущим, и развитие нового канала начинается лишь с конца пути его предшественника, причем новая траектория разряда может резко уклоняться от направления начальной (этот процесс теперь называют «ступенчатым лидером»).

В конце концов разряд либо заканчивается в воздухе в виде ветвей, либо, если к нему подводится достаточная мощность, отшлифовавшийся канал перекрывает весь воздушный промежуток между электродами, после чего, собственно, пробой является сформировавшимся.

В 1903 г. Вальтер [11] исследовал молнию, и по ряду полученных им фотографий установил, что в общем и целом развитие молнии совпадает с процессом образования искры. Интересно, что уже в то время Вальтер получил доказательство того, что молния состоит из предварительных отшлифованных толчкообразно (или ступенчато) удлиняющихся каналов, на конце которых видны ветви или пучки нитей.

Каждый последующий канал использует путь предыдущего и удлиняет его. Завершает этот процесс мощный разряд через полностью развившийся между облаком и землей канал, который был назван «главным разрядом». Вальтер полагал (но, как теперь установлено, ошибочно), что развитие главного канала идет так же, как и ступенчатого процесса, от облака к земле.

В современной терминологии процесс, предшествующий ступенчатому лидеру, который предполагается в виде обширной ионизированной зоны, называют «пилот-лидером».

Получить этот процесс на фоторазвертках молнии до сих пор не удалось.

С накоплением фотографий процесса протекания молний в разнообразных условиях были обнаружены весьма сложные разряды. Так, Ларсен [12] в 1905 г. получил изображение молнии с 40 повторными каналами, длившейся в целом 0,6 сек.

Изучая внутреннюю структуру скользящих разрядов, сметающихся нитей и фигур Лихтенберга при положительной и отрицательной полярности разряда, Типлер пришел к заключению [15], что развитие искры и молнии происходит в две стадии. Первая стадия заключается

¹ В гл. II понятие «стример» (по-англ. «руческ») будет рассмотрено подробнее. В начале этот термин использовался лишь для описания внешнего сходства тонкого извиливающегося канала искры с ручейком. В дальнейшем понятие «стример» получило физическое содержание и стало обозначать определенную стадию электрического разряда; в монографии термин «стример» будет применяться лишь в последнем смысле. Для описания явления, представляющего собой предшественника яркого канала искры или молнии, будем применять уже упомянутый термин «лидер».

в образовании в электрическом поле с градиентом $\sim 30 \text{ кВ/см}$ тонких бледно светящихся нитей. Вторая стадия состоит в преобразовании одной из нитей в яркий отшнурованный канал, который назван Теллером стеблем или искровым каналом. Для отшнурованного разряда в атмосфере обе эти стадии возникают всегда. Теллер, наблюдая развитие разряда в воздушном промежутке на переменном напряжении до 300 кВ , установил, что на конце развивающегося яркого канала всегда имелись нитевидные пучки, удлинявшиеся по мере развития разряда.

Преобразование одной из нитей пучка в яркий канал обусловлено переходом вольтамперной характеристики из поднимающейся в падающую. Для этого перехода необходимо быстрое протекание через нить $\sim 3 \cdot 10^{-10} \text{ А}$.

Теллер показал [15а], что «активное сопротивление искры» может быть выражено следующим уравнением:

$$R = \frac{kI}{Q} [\text{ом}], \quad (1)$$

где l — длина искры в сантиметрах; Q — количество электричества, протекающего через искру за время ее развития в кулонах; k — коэффициент, принимаемый в среднем равным $1,2 \cdot 10^{-4}$. Простая зависимость R от Q позволяет расчетно определять по данной схеме цепи процесс изменения активного сопротивления «искры» во времени.

В ряде работ Теллер подчеркивает также, что механизм протекания молнии весьма похож на процесс образования искры и скользящих разрядов [16]. Молния, согласно Теллеру, может развиваться в пространстве облако — земля, не занятом зарядами, с очень малыми градиентами. Для объяснения этого явления Теллер полагает, что развивающаяся из облака молния сама создает необходимое для своего продвижения электрическое поле; эта картина развития канала молнии за счет собственного усиления поля является центральной частью теории Теллера.

Как видно основным процессом развития молнии является толчкообразное, ступенчатое (с длиной ступени 100 — 200 м) продвижение отшнурованного канала (лидера), на головке которого все время развиваются нити длиной 7 — 11 м , служащие для питания зарядом канала. Фиг. 1 иллюстрирует схему развития молнии. Средняя скорость v продвижения головки канала была определена равной 10^7 см/сек . Существующие на концах канала и вокруг него многометровые нити, создающие как бы чехол, до сих пор фотографически не зарегистрированы. Они также не видны глазом из-за слепящего действия яркого свечения каналов.

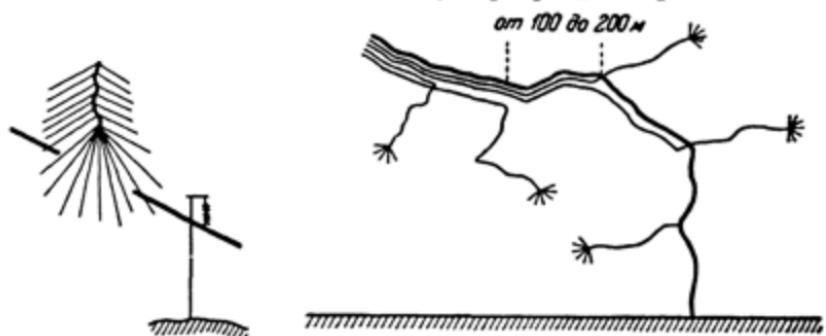
Наличие таких нитей обнаруживается фотографированием скользящих разрядов, которые согласно Теллеру [16], являются прототипом молнии. Схематическое изображение скользящего разряда приведено на фиг. 2; для него были получены градиенты в концевых нитях l_0 : при отрицательном разряде $11,6 \text{ кВ/см}$ и при положительном $5,9 \text{ кВ/см}$. Светящиеся нити в пространстве при развитии искры между иглами имеют продольные градиенты 5 — 6 кВ/см .

В момент образования канала (лидера) в нем происходит быстрое перераспределение поля, продольные градиенты в образовавшемся канале резко уменьшаются, а на его головке увеличиваются. Таким образом, происходит автоматическое перемещение градиента, необходимого для дальнейшего развития разряда, и новое образование пучков нитей.

К 1926 г. принятая тогда картина развития молнии содержала в себе основные положения ступенчатого продвижения электрического разряда в атмосфере.

В современной терминологии эта схема содержала непрерывно развивающийся «пилот-лидер», перекрывающийся толчкообразно продвигающимся ступенчатым лидером (терминология Шонланда [123]).

Подобно тому как образование фигур Лихтенберга происходит с электрода любой полярности, так и развитие молнии можно принципиально мыслить происходящим как из положительных, так и отрицательных объемных зарядов облака. Симпсон [17] развил теорию образования разрядов из положительно заряженных облаков, полагая, что в отрицательно заряженном облаке не может возникнуть разряд, направленный к земле.



Фиг. 1. Образование ступеней в развитии молнии

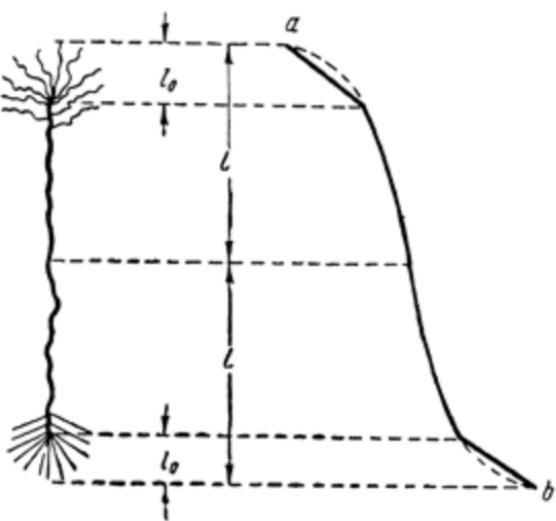
Возможность образования разряда в отрицательно заряженном облаке проанализировал Дорси [18]. Таким образом, для различных распределений знака зарядов в облаке, вообще говоря, существовала теория, поясняющая образование молнии, направленной к земле.

Названные теории рассматривали, однако, процесс грозового разряда лишь в направлении земли, что, по современным представлениям, отображает только его лидерную часть.

Наступившее в начале нашего века интенсивное развитие высоковольтных линий электропередач на переменном напряжении ускорило исследования электрических явлений, возникающих на таких линиях.

Изучались вопросы, относящиеся к высоковольтному газовому разряду: явление короны, перекрытие изоляции, роль электрической дуги в работе систем и т. п. На первом этапе были проведены обширные исследования короны, которые дали возможность разработать эмпирические формулы и дать математические интерпретации процесса [39].

Одной из важных работ этого периода было исследование Лузигнаном [19] искры на переменном напряжении в промежутках стержень — плоскость (в дальнейшем с — π) и стержень — стержень (в дальнейшем с — с) при расстояниях до 9 м. Лузигнан нашел, что первыми стадиями разряда являются обычная корона и «стримерная»¹. При перекрытии стримерной



Фиг. 2. Симметричное развитие лидера длиной $2l_0$ и распределение потенциалов вдоль него (ab)

¹ В нашей терминологии «лавинная и импульсная формы короны» (см. ниже). ЭБ "Научное наследие России"

короной всего промежутка возникает отшлифованный канал, который при благоприятных условиях (достаточная емкость между электродами и достаточная мощность источника) может перейти в дугу переменного тока.

Тогда же Торок [20] исследовал разряд в различных промежутках при импульсном напряжении, применив метод отсечки напряжения на разрядном промежутке при помощи параллельно включенного шарового разрядника. При этом удалось наблюдать развитие отдельных стадий разряда.

В 1929 г. Слепиан и Торок [21] продолжали исследования разряда в промежутках между сферами (диаметр 50 см) длиной до 75 см и между той же сферой и плоскостью при расстояниях до 110 см. Авторы зарегистрировали в этих случаях ионизационный ток, проходящий через заземленный электрод, причем в некоторых случаях сила тока достигала 4000 а.

В 1932 г. Хольцер [22] исследовал развитие искры в воздухе при атмосферном давлении в равномерном электрическом поле между электродами типа Максвелла — Роговского, с длиной промежутка 2—12 см при импульсном напряжении.

Фотографирование показало, что развитие искры происходит в две стадии. Сначала образуется катодное свечение и анодный (в определении Хольцера «кистевой») разряд каплеобразной формы. После встречи этих образований наступает вторая стадия, в течение которой из анода растет ярко светящийся канал постоянного поперечного свечения, скорость головки канала достигает $(1,2 \div 6,6) \cdot 10^8$ см/сек, увеличиваясь с длиной промежутка. Этому каналу приписывалось термоионизационное состояние, на основании его спектрографического исследования. Работа расширила результаты, полученные ранее Доннингтоном [35] для более коротких промежутков с равномерным полем.

Чтобы изучить механизм развития пробоя в промежутках с равномерным полем при импульсных напряжениях, Ретер начал серию работ [36, 37], которые выполнял с применением камеры Вильсона, фотографировавшей следы развития электронных «лавин» и переход их в стримеры. На базе этих исследований была создана теория пробоя промежутков с равномерным полем [29, 32], причем длина промежутков достигала нескольких сантиметров.

В 1934 г. Шонланд и Колленс, применив камеру с врачающимися объективами, предложенную Бойсом (1926 г.), получили [23] в Южной Африке фотографии развития молний, а в 1935 г. Шонланд, Малан и Колленс [24] проанализировали 41 фотографию, на которых получено в Африке 95 разрядов, состоявших из 200 однократных (единичных) молний.

Интервалы времени между единичными молниями сильно варьируют (от нескольких десятитысячных до десятых долей секунды). Первая молния из одной серии опытов отличается от последующих двумя характерными чертами: она, во-первых, значительно интенсивнее, чем последующие, во-вторых, значительно более ветвиста.

Экспериментально было подтверждено обнаруженное еще Вальтером [11] наличие у первой молнии ступенчато развивающегося лидера. Было сделано предположение, что ступеням лидера предшествует ионизационный процесс, для которого авторы ввели название «пилот-лидер». Подтвердилось также, что лидерный процесс имеется и у молний, следующих за первой, однако у них они развиваются непрерывно. Эти молнии получили название «стреловидные».

Было обнаружено, что главные разряды (или главные каналы) молний развиваются в направлении от земли к облаку.

При продвижении ступенчатого лидера от облака к земле удлинение канала происходит в две стадии: сначала образуется слабо ионизированная область (пилот-лидер), фронт которой движется со сравнительно не-

большой скоростью. Затем по этому образованию очень быстро распространяется головка лидера, оставляющая за собой высоконапряженный канал лидера, а затем головка лидера останавливается и в течение наступившей в ее движении паузы происходит дальнейшее продвижение лидера-лидера.

Аллибон и Шонланд применили [25] быстро врачающуюся камеру типа камеры Бойса для фотографирования развития искры при импульсном напряжении. Развитие искры в промежутке между стержнем и плоскостью начинается с образования от стержня отшлифованного канала. Этот процесс был назван авторами, по аналогии с подобным процессом у молнии, лидером. Зафиксированный канал, развивающийся в обратном лидеру направлении, был назван, также по аналогии с уже известной стадией в молнии, главным разрядом.

Однако упомянутый лидер был сфотографирован лишь на малой части межэлектродного расстояния, где путь его был практически параллелен пути главного разряда; это не могло служить подтверждением того, что лидер искры аналогичен лидеру молнии.

Снимки искрового разряда, сделанные камерой с временной разверткой в 1936 г., опубликовал Штригель [26]. Объектом исследования была искра, развивающаяся между положительным стержнем и отрицательно заземленной плоскостью (в дальнейшем +c — —) при длине промежутка до 500 см. Лидер на фотографиях виден лишь в виде бледной тени около главного канала, что не дает возможности судить об элементах его развития.

Приводимые Штригелем в [26] численные значения скорости головок лидеров и главных каналов имеют весьма значительный разброс и в лучшем случае могут характеризовать некоторую область возможных средних значений скоростей указанных стадий искры.

В 1935 г. в лаборатории перенапряжений Всесоюзного электротехнического института началась работа автора и его сотрудников по исследованию механизма развития лабораторной искры. Сконструированная для этих целей аппаратура и разработанная методика экспериментального изучения разряда вскоре дали возможность получить картину развития искры в различных промежутках длиной до 400 см.

Необходимая отчетливость изображений отдельных стадий искры была достигнута при этом введением больших активных сопротивлений в разрядную цепь [27]. Вскоре были опубликованы [28] первые результаты исследования механизма развития искры при импульсном напряжении, полученные в 1936 г. Такие сопротивления были названы тормозными; они получили применение во многих последующих работах по изучению механизма длинной искры [32].

При помощи сконструированной оригинальной камеры с неподвижными объективами и врачающейся пленкой, укрепленной на диске, с временной разверткой до 14 мксек/мм были произведены исследования длинной искры от импульсного напряжения в промежутках различных типов.

Исследование длинных искр позволило установить существование лидеров как у главного канала, так и у его разветвлений, подобно тому как это имеет место у молнии.

В 1937 г. были опубликованы [28] фотографии разряда на импульсном напряжении, на которых лидер впервые отчетливо виден с начала и до конца своего развития, что позволило произвести точное определение скорости его головки. Одна из многих снятых тогда фотографий лидера и главной стадии схематически воспроизведена на фиг. 3.

Лидер виден с самого начала (a) его образования на положительном острие и до конца на отрицательной плоскости (P). Появление

послесвечения вблизи верхнего электрода происходит через определенный промежуток времени после прохождения лидера. По мере приближения лидера к плоскости интервал времени (*ab*) между его прохождением через данную точку и образованием послесвечения уменьшается, и приблизительно

с половиной длины искры послесвечение практически возникает тотчас же после прохождения лидера.

В последующие годы появился многочисленные работы, посвященные дальнейшему изучению различных сторон механизма разряда [5, 6, 29—34]. Многие из этих работ будут обсуждены при рассмотрении результатов исследований, описываемых в последующих главах.

Изложенное выше позволяет заключить, что развитие искры в неравномерном поле проходит следующие стадии: коронную, лидерную, главную (или главноканальную) и финальную. При достаточном запасе энергии в источнике напряжения (или достаточной его мощности) финальная стадия переходит в дугу. Более точное определение этих стадий будет дано в последующих главах.

В равномерном поле, по крайней мере при не очень

Фиг. 3. Схема развертки лидерной и главной стадии длинной искры

длинных промежутках (15—20 см), разряд развивается отлично от этой схемы. Более подробно этот вопрос рассматривается в гл. II.

Подытоживая сведения, полученные при изучении искры, можно дать ей следующее определение. Электрическая искра есть форма нестационарного самостоятельного разрядного процесса, переводящего среду из состояния диэлектрика в состояние существенной проводимости. Быстрое нарастание тока в промежутке сопровождается яркими световыми явлениями и сильными звуковыми эффектами, а также электромагнитными процессами. Для искры характерен отшлифованный канал.

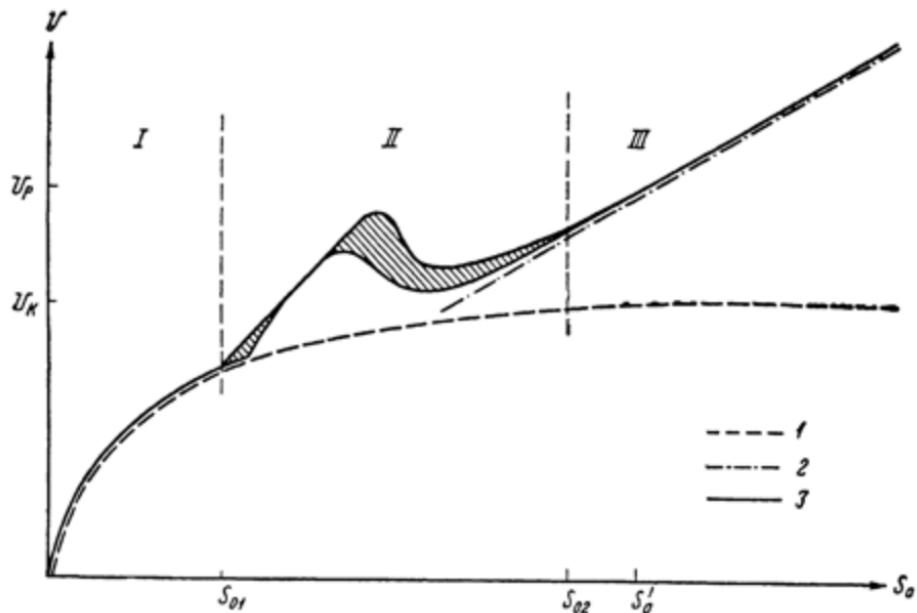
Появление искры в диэлектрике означает его «пробой»; при искре на границе твердый диэлектрик — газ (или жидкость) — «перекрытие». Очевидно, в данном случае также может идти речь о пробое воздуха у поверхности твердого диэлектрика.

При наличии в цепи *R* пробой проявляется резким спадом напряжения на разрядном промежутке, которое начинается в момент завершения развития главной (главноканальной) стадии и практически завершается уже в течение финальной стадии.

Большой экспериментальный материал показывает, что развитие искры зависит от многих факторов. К первой группе факторов относится форма, размеры электродов, расстояние между ними. Ко второй — свойства источника напряжения (мощность, запасенная энергия, внутреннее сопротивление), импеданс цепи разряда. К третьей — характер измене-

ния напряжения во времени, полярность его, характеристики среды (газ, жидкость, твердое тело, давление, температура), структура электрического поля в разрядном промежутке и т. п. Влияние источника напряжения проявляется на механизме процесса и на характере разрядных характеристик изоляционных промежутков. Это делает целесообразным рассмотрение процесса развития искры при разных источниках напряжения.

Типичными промежутками, применявшимися в исследовании длинной искры различными авторами, были: стержень — плоскость (с — п), шар — плоскость (ш — п), стержень — стержень на плоскости (с — с/п), стержень — стержень (с — с), провод, подвешенный горизонтально над плоскостью (пр — п), цилиндр в цилиндре (ц — ц), шар — шар (ш — ш) и другие их видоизменения.



Фиг. 4. Границные кривые разрядных явлений в промежутках с неоднородным полем.

I — начальные явления и пробой совпадают; II и III — пробою предшествуют явления короны; 1 — начальное напряжение, при котором появляются оптические и звуковые явления; 2 — верхняя граница напряжения незавершенных «разрядов». 3 — пробивные (разрядные) напряжения; заштрихована переходная область

На фиг. 4 показаны [1] зависимость $U(S_0)$ при переменном напряжении на разрядном промежутке типа ц—ц и ш—ш небольших диаметров D для различных стадий искры.

Если в области $S'_0 \geq S_{02}$, характеризующейся отношением $S_{02}/D > 2 \div 3$, поднимать напряжение U на промежутке, то при некотором значении U_k у электродов возникает слабое свечение и слышен шум — это «начальное» напряжение короны. При увеличении U свечение усиливается, распространяется на большее расстояние от электрода и сопровождается слабым шипящим звуком. Это первая стадия искры. В немецкой литературе эта форма разряда называется также «тлеющим разрядом» (Glimmentladung). Напряжение U_k , при котором появляется корона, называется еще критическим.

По мере увеличения U из приэлектродной области начинают развиваться отдельные нитевидные тонкие каналы, шипящий звук усиливается и к нему присоединяются отдельные потрескивания. С ростом U прямые

нити приобретают структуру ветвей, которые удлиняются и переходят в форму ярких каналов с многочисленными более бледными разветвлениями.

Эти явления получили в литературе различные названия: в русской — кистевой разряд или импульсная форма короны, в немецкой — Büschelentladung (пучковый или кистевой разряд), в английской — burst corona (вспышечная корона). Обе формы короны будут рассмотрены более подробно в гл. II.

С увеличением U до U_p (фиг. 4) в направлении к плоскости начинает интенсивно развиваться яркий отшлированный канал с более бледными ветвями. Эта лидерная стадия разряда стремительно сменяется другими стадиями, в результате чего глаз и ухо фиксируют в промежутке отшлированный канал, сопровождающийся резким коротким звуком; произошел пробой. Напряжение U_p называется пробивным или разрядным.

В зоне III (фиг. 4) величины U_k и U_p являются устойчивыми и имеют лишь несущественные разбросы.

Зона II, простирающаяся на фиг. 4 влево от рассмотренной области до S_{01} , при котором $S_0/D \approx 1$, характеризуется тем, что с увеличением напряжения U последовательность стадий развития искры в ней остается, однако величины U_p имеют значительный разброс. При еще меньших расстояниях S_0 , начиная с S_{01} , в области I величины U_k и U_p совпадают.

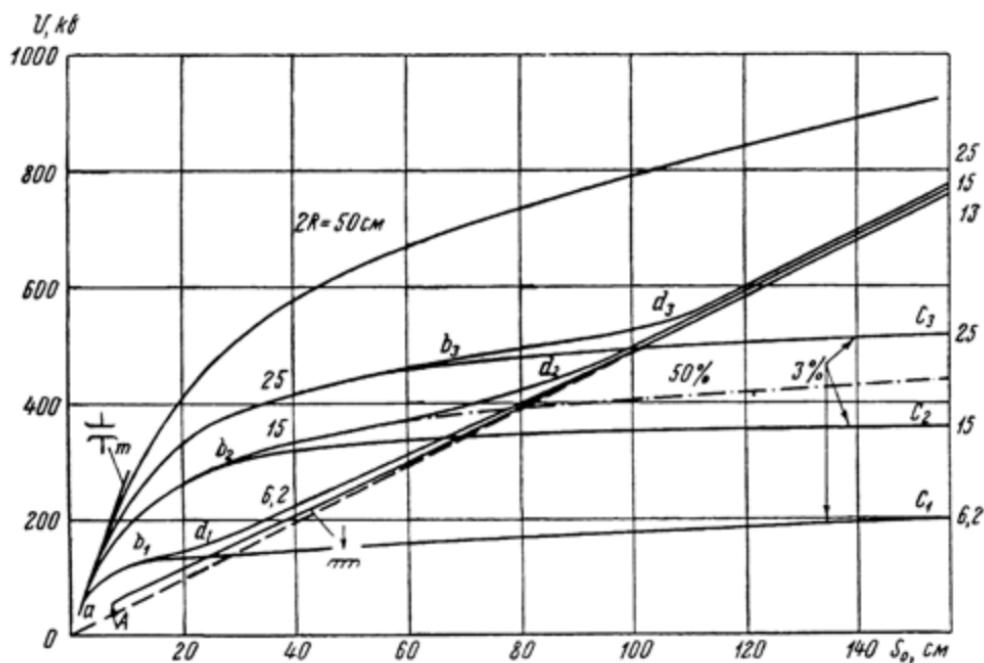
Расстояния между электродами, находящимися за зоной I (электрическое поле в промежутке при этом сильно неравномерно), будут определяться как длинные промежутки. Практически у некоторых названных выше типов разрядных промежутков (например, ш—п, пр—п) зоны II—III могут начинаться уже с 5—15 см, а разрядные напряжения их измениются десятками тысяч вольт, в связи с чем есть основание определить рассматриваемый тип разряда как высоковольтный. Таким образом, резюме изложенного, определяет понятие «искра в длинных промежутках с неравномерным полем», или, сокращенно, «длинная искра».

На фиг. 5 представлены кривые, характеризующие напряжения, при которых возникают различные стадии искры в промежутке ш—п при положительном импульсе $1/b_0$ мк сек, приложенном к шару [2]. Пунктирная прямая представляет собой характеристику для «идеального промежутка» с—п, а сплошная линия AB, являющаяся практически прямой, получена при стержне диаметром 8 мм с конусом 30°; она несколько отличается от идеальной лишь в области малых межэлектродных промежутков. Участки ab_1 , ab_2 , ab_3 , ... представляют собой области межэлектродных расстояний S_0 , при которых коронные напряжения (U_k) совпадают с разрядными (U_p). Эта область соответствует области I на фиг. 4.

Начиная от точек b_1 , b_2 , b_3 , ..., коронная стадия искры возникает при $U_{k0} > U_p$, причем по мере увеличения S_0 разность $U_p - U_{k0}$ увеличивается. Для более точного определения напряжения возникновения короны U_{k0} можно пользоваться процентом от числа приложенных импульсов напряжения, при которых отмечалось появление короны. Так, например, если при 30—35 приложенных импульсах напряжения U' в одном случае наблюдается корона, соответствующее U' называется напряжением 3% короны. Аналогично можно определить напряжение 50% короны. На фиг. 5 показаны кривые 3% короны для электродов ш—п при диаметрах шаров 6,2; 15; 25 и 50 см (ветви b_{1c1} , b_{2c2} , b_{3c3}), а также кривая 50% короны для шара диаметра $D = 15$ см. При малых промежутках (в области точки a) кривые для всех диаметров шаров совпадают с характеристикой (am) промежутка плоскость — плоскость с равномерным полем. Пробой в этом случае определяется как «искра в равномерном поле». На участках ab разрядные кривые нарастают медленнее, чем прямая am, и еще более замедленно за точками b_1 , b_2 , ... до нового подъема,

после которого кривые в точках d весьма близко подходят к разрядной характеристики OB идеального промежутка $s-p$. Практически можно считать, что разрядные напряжения промежутка $s-p$ близки к разрядным напряжениям промежутка $s-p$ при $S_0 \gg 4D$.

Воздействие на изоляцию напряжений различных видов проявляется, как уже отмечалось, в существенном различии разрядных характеристик $U_p(S_0)$.



Фиг. 5. Зависимость разрядных, 50%- и 3%-напряжений U_k в промежутках $s-p$ и $s-p$ (пунктиром показана зависимость для идеального стержня) при давлении 760 мм рт. ст., и 20° от длины промежутка S . Измерения проведены при положительном импульсе $1/50$ мксек (длина фронта волны 1 мксек, а спада — 50 мксек)

В качестве примера на фиг. 6 [3] для промежутка $s-p$ представлены минимальные U_p (т. е. такие, при которых пробой промежутка происходит в 50% случаев приложения напряжения) в зависимости от S_0 .

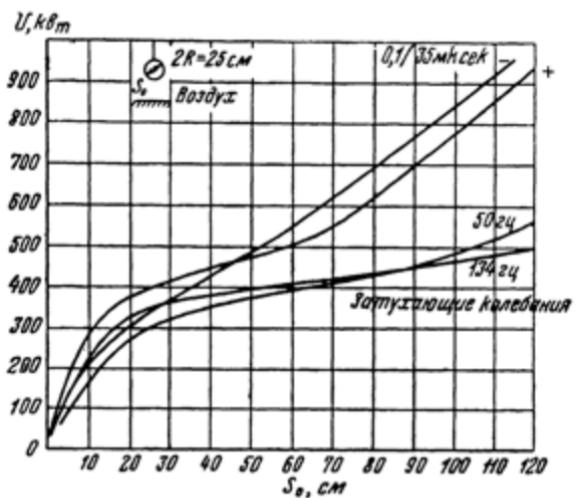
В последующих главах даются другие примеры зависимостей $U_p(S_0)$ и рассматриваются отличительные черты развития искр в различных условиях.

В течение многих десятилетий параллельно с экспериментальными работами развивались и теоретические исследования электрического разряда.

В 1900 и 1901 гг. были опубликованы статьи Таунсенда [38], в которых подробно изучались процессы ионизации газа. По условиям существовавшей тогда техники эксперимента исследования Таунсенда проводились при малых постоянных напряжениях, что ограничивало длины разрядных промежутков и давление в них.

Полученное Таунсендом уравнение, в которое входили определенные опытным путем коэффициенты ионизации, давало критерий к переходу несамостоятельного разряда в самостоятельный, завершившийся пробоем разрядного промежутка. Основой развития пробоя, показателем которого служит резкое возрастание плотности тока, предполагается нарастающее число электронных лавин, образующихся на катоде благодаря вторичным процессам ионизации. Эта теория получила дальнейшее развитие

в трудах Роговского [40], который учел изменение поля в разрядном промежутке, вызываемое пространственным зарядом электронных лавин. Теория Таунсенд — Роговского служит основой для объяснения явлений коронного разряда (ее лавинной формы).



Фиг. 6. Зависимость минимальных разрядных напряжений для промежутка III — II в зависимости от длины промежутка S_0 при различных типах напряжений [3]

Предел применения лавинной теории характеризуется произведением длины разрядного промежутка d на давление p газа в нем. Последние исследования устанавливают, что величина $pd \geq 1500$ м.м рт. рт. ст. см.

Работы Таунсенда получили дальнейшее развитие в трудах многих ученых; обзор этих работ имеется в [5, 6, 29, 31, 32].

Начиная с 1939—1940 гг., Ретер, Леб, Мик и другие ученые разрабатывают новую, стримерную теорию пробоя промежутков с равномерным полем. Согласно этой теории пробой является следствием развития с катода одной лавины, которая, достигнув на своей головке критического усиления, дает начало развитию стримера (см. подробнее гл. II). Характеристики стримера имеют в этой теории количественные определения. Перекрывая весь промежуток, стример вызывает еще одну стадию бурной ионизации в его канале, которая завершает пробой. Стримерная теория способна объяснить известное из опытов весьма быстрое развитие пробоя и прерывистость в пространстве и времени разрядных процессов в определенных условиях опытов.

В дальнейшем изложении лавинно-стримерная теория и ее модификация будут использованы при анализе механизма развития искры.

Обзор работ по высоковольтным разрядам в воздухе содержится не только в уже упоминавшихся монографиях, но и в ряде монографий последнего времени, упомянутых в списке литературы [5а, 5б, 41].

ЛИТЕРАТУРА

1. Schwaiger A. Über elektrische Entladungen in Luft. E. T. Z., A 75, Nr. 9, 1954.
2. Norinder H., Salka O. Mechanism of positive spark discharges with long gaps in air at atmospheric pressure. Arkiv för Fysik, 3, No. 19, 1950.

3. Goodlet B. L., Edwards F. S., Perry F. R. Dielectric phenomena at high voltages. J. IEE, 69, No. 417, 1930/31.
4. Lichtenberg G. De nova methodo naturam at motum fluidi electric investigandi. Novi commentarii Societatis regiae scientiarum Gottingensis, 8, 1777.
5. Капцов Н. А. Электрические явления в газах и вакууме. Изд. 2. Гостехтеоретиздат, 1950.
- 5а. Капцов Н. А. Электроника. Гостехтеоретиздат, 1953.
- 5б. Капцов Н. А. Коронный разряд. Гостехиздат, 1947.
6. Техника высоких напряжений. Ч. 1. Под общей редакцией Ю. И. Сиротинского. Энергоиздат, 1951.
7. Merrill F. H., Hippel A. The atomphysical interpretation of Lichtenberg Figures and their application to the study of gas discharge phenomena. J. Appl. Phys., 10, No. 12, 1939.
- Toepfer M. Über den inneren Aufbau von Gleitbüscheln und die Gesetze ihrer Leuchtfäden. Ann. Phys., 53, 1917.
- Die physikalischen Grundgesetze der in der Isolatoren-technik auftretenden elektrischen Gleiterscheinungen. Arch. Elektrotechn. 10, 1921.
- Pedersen P. O. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Lichtenbergchen Figuren und ihre Verwendung zur Messung sehr kurzer Zeiten. Ann. Phys., 69, 1922.
- Heymans P., Franz N. H. Method for measurement of time intervals from 10^{-7} to $6.7 \cdot 10^{-11}$ sec. Phys. Rev., 69, 1922.
- Yoshida U. Figures produced on photographic plates by electric discharges. Memoirs of the College of Science Kyoto Imperial University, 2, No. 105, 1916—1917.
- Further investigation on the figures produced on photographic plates by electric discharges. Memoirs of the College of Science Kyoto Imperial University, 2, No. 105, 1916—1917.
8. Feddersen W. Über die elektrisch Flaschenentladung. Poggendorf, Ann. Phys. und Chem., 113, 1861; 116, 1862.
9. Hoffert H. Intermittent lightning-flashes. Proc. Phys. Soc., 10, pt. II, 1889.
10. Walter B. Über die Entstehungsweise des elektrischen Funkens. Ann. Phys. und Chem., 66, 1898; 68, 1899.
11. Walter B. Über die Entstehungsweise des Blitzes. Ann. Phys., 10, Nr. 4, 1903.
12. Larsen A. Photographing lightning with a moving camera. Ann. Rep. Smithsonian Inst., 1905.
13. Pineau A. La lumière électrique, 1, 1851.
14. Ducreet E. C. R. Acad. Sci., 99, 1884. (Замечания на заседании).
15. Toepfer M. Über gleitende Entladung. Phys. Zs., 8, Nr. 21, 1907.
- 15а. Toepfer M. Zur Kenntnis der Gesetze der Gleitfunkenbildung. Ann. Phys., 21, Nr. 12, 1906.
16. Toepfer M. Gewitter, Blitze und Wanderwellen auf Leitungsnetzen. Mitteilungen der Hermsdorf — Schomburg Isolatoren G. M. B. H., Nr. 25, 1926.
17. Simpson G. C. On lightning. Proc. Roy. Soc., 111A, No. 757, 1926. The mechanism of a thunderstorm, 114A, No. 768, 1927.
18. Dorsey N. E. Lightning. J. Franklin Inst., 201, No. 4, 1926.
19. Lusignan J. T. A study of high-voltage flashovers. AIEE J., 47, No. 12, 1928.
20. Torok J. J. Surge impulse breakdown of air. AIEE J., 47, No. 3, 1928.
21. Slepian J. S., Torok J. J. Streamer currents in high voltage sparkover. Elect. J., 26, No. 3, 1929.
22. Holzer W. Optische Untersuchung der Funkenzündung in Luft von Atmosphärendruck mittels des unterdrückten Durchbruchs. Zs. Phys., 77, Nr. 9—10, 1932.
23. Schonland B. F., Collens H. Progressive lightning. Proc. Roy. Soc., A143, No. 850, 1934.
24. Schonland B. F., Mallan D. J., Collens H. Progressive lightning II. Proc. Roy. Soc., A152, No. 877, 1935.
25. Allibone T. E., Schonland B. F. Development of the spark discharge. Nature, 134, No. 3393, 1934.
26. Strigel R. Über die Aufbauzeit des Entladeverzugs im Spitzensfelde. Wiss. Veröff a. d. Siemens-Konzern, 15, Nr. 3, 1936.
27. Стекольников И. С. Работы Академии наук и ВЭИ по изучению молнии в 1936 г. Доклад 16 декабря 1936 г. «Электричество», № 2, 1937.
28. Стекольников И. С., Беляков А. П., Мякишев И. Н. Изучение искрового разряда в Лаборатории перенапряжений ВЭИ. «Электричество», № 8, 1937.
29. Леб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах. Гостехтеоретиздат, 1950.
30. Стекольников И. С. Физика молнии и грозозащита. Изд-во АН СССР, 1943.
31. Грановский В. Л. Электрический ток в газах. Ч. 1. Гостехтеоретиздат, 1952.
32. Meek J. M., Craggs J. D. Electrical breakdown in gases. Oxford, 1953.
33. Gänger B. Der Elektrische Durchschlag von Gasen. Springer, Berlin, 1953.
34. Strigel R. Elektrische Stoßfestigkeit Aufl. 2. Springer, Berlin, 1939.

35. Dunnington F. G. Optical study of the formation stages of spark. breakdown. Phys. Rev., 38, 1931.
36. Raether H. Gasentladungen in der Nebelkammer. Zs. Phys., 94, Nr. 5—6, 1935. Untersuchung der Elektronenlawinen in der Nebelkammer. Zs. techn. Phys., 18, Nr. 12, 1937; Untersuchung der Elektronenlawine mit der Nebelkammer. Zs. Phys., 107, Nr. 1—2, 1937; Die Entwicklung der Elektronenlawine in den Funkenkanal. Zs. Phys., 112, Nr. 7—8, 1939; Über den elektrischen Durchschlag in Gasen. Elektrotechn. Z., 63, 1942; Über den Aufbau von Gasentladungen. Zs. Phys., 117, Nr. 5—6, 1941; Der elektrische Durchbruch in der Nebelkammer. Phys.Z., 15, Nr. 15, 1936; Über eine gasionisierende Strahlung einer Funkenentladung. Zs. Phys., 110, Nr. 9—10, 1938; Zur Entwicklung von Kanalentladungen. Arch. Elektrotechn., 34, Nr. 1, 1940. Die Entwicklung der Elektronenlawine in den Funkenkanal, Ergebn. exakt. Naturwiss., 22, 1949.
37. Flegler E., Raether H. Untersuchung von Gasentladungsvorgängen mit der Nebelkammer. Z. techn. Phys., 16, Nr. 11, 1935. Die Ionisierungsvorgänge in Gasen bei Stoßspannung nach Untersuchungen mit der Nebelkammer. Z. Phys., 103, Nr. 3—4, 1936; Holm R. Der elektrische Durchschlag in Gasen nach Untersuchungen mit der Nebelkammer. Z. Phys., 104, Nr. 1—2, 1936; Phys. Z., 36, 1935; Z. Phys., 99, 1936.
38. Townsend J. S. Theory of ionisation of gases by collision. Oxford, 1910. Electricity in gases. Oxford, 1915.
39. Пик Ф. В. Диэлектрические явления в технике высоких напряжений. Энергоиздат, 1934.
40. Rogowski W. Townsends Theorie, Gasentladung und Durchschlag. Arch. Elektrotechn., 25, Nr. 8, 1931.
41. Воробьев А. А. Сверхвысокие электрические напряжения. Госэнергоиздат, 1955.

$$F_{\gamma} T A B A = I$$

АППАРАТУРА И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

1. ИСТОЧНИКИ НАПРЯЖЕНИЯ

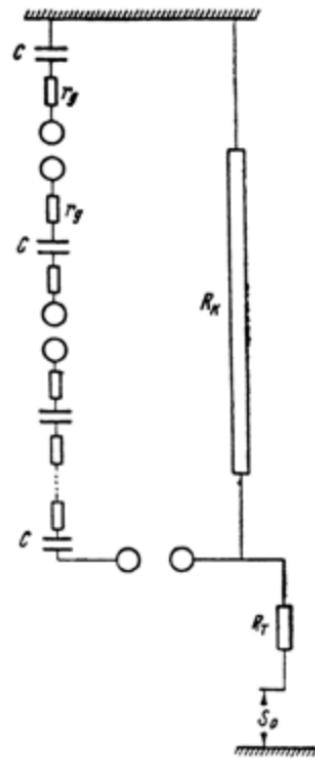
Исследование импульсного разряда проводится при помощи генератора импульсного напряжения (ГИН), который принципиально состоит (фиг. I. 1) из ряда последовательно разряжающихся конденсаторов C , сопротивлений r_g , демпфирующих высокочастотные колебания и размещенных чаще всего между конденсаторами, тормозного или фронтового сопротивления R_k и сопротивления R_t , регулирующего длительность волны напряжения; сумма демпфирующих и тормозного сопротивления обозначается через R_0 . В ряде случаев приходится считаться с индуктивностью и распределенными паразитными емкостями конструкции генератора, оказывающими влияние на волну напряжения и развитие искры.

Даваемое импульсным генератором напряжение воздействует на разрядный промежуток (длиной S_0), который образуется электродами различной формы. Обычно конструкция ГИН представляет собой устройство, которое так расположено на полу высоковольтной лаборатории, что под нулевым потенциалом находится его нижняя часть.

В исследованиях, проводившихся автором и его сотрудниками в лаборатории высоковольтного газового разряда (ВГР), наряду с описанной системой ГИН использовалась также и другая оригинальная конструкция [1], изображенная в общем виде на фиг. I, 2. Здесь заземленный конец ГИН находится вверху, а выходная часть, т. е. высоковольтная,— ниже его на длину конструкции.

Такая конструкция ГИН лучше использует габариты высоковольтного зала. На фиг. I.3 представлена электрическая схема ГИН. Номинальное напряжение этого генератора равно $3,5 \text{ } M\text{e}$, а емкость в разряде $C_0 = 18\ 200 \text{ } \mu\text{F}$. $R_T + \Sigma r_g = R_0$. Измерение напряжений делалось

Разряд исследовался в различных промежутках при обеих полярностях импульса и при длине разрядного промежутка 100—500 см. Высота

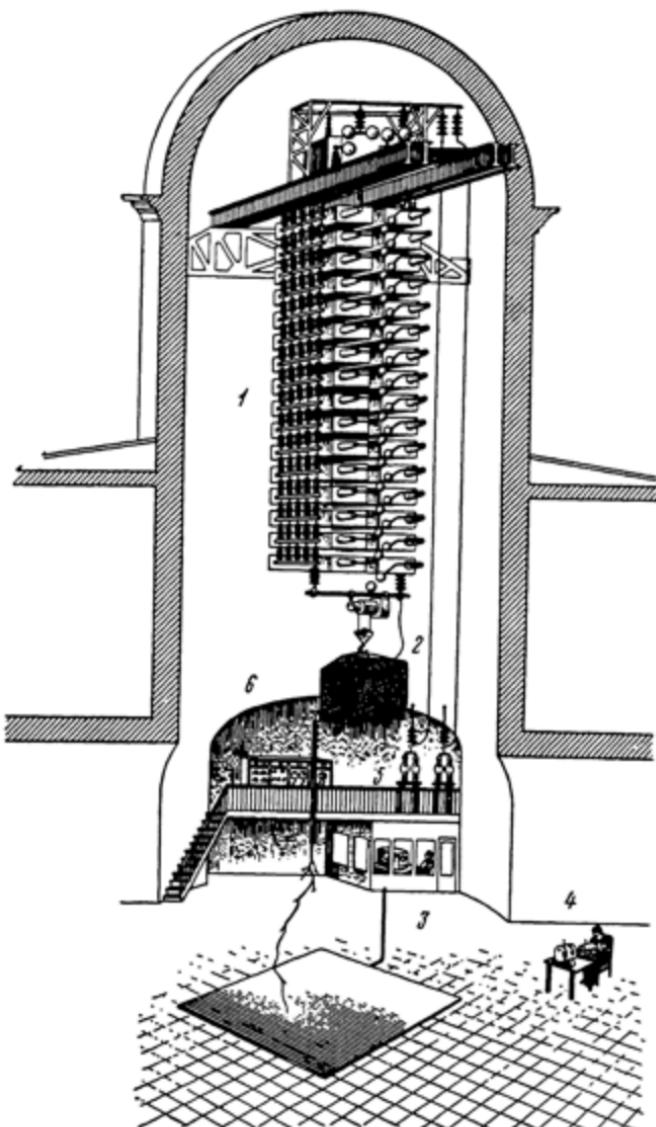


Фиг. 1.1. Принципиальная схема генератора импульсного напряжения (ГИН)

Сума сопротивлений

ковольтный конец ГИН соединялся с разрядным промежутком посредством жидкостного или металлического тормозного сопротивления, величина которого в опытах менялась в пределах 0,5—1900 ком.

Чтобы регистрировать ток разряда в промежутке, нижним электродом которого является плоскость, над основной металлической плоскостью P_1 (фиг. 1.4) располагалась плоскость P_2 , отделенная от нее изоляторами



Фиг. 1.2. Часть лаборатории высоковольтного газового разряда Энергетического института им. Г. М. Кржижановского АН ССР:

1 — генератор импульсных напряжений; 2 и 3 — электронные осциллографы; 4 — фотографический аппарат со скоростной разверткой; 5 — зарядная установка ГИН; 6 — тормозное сопротивление

высотой около 15 см. Плоскость P_2 размером $3 \times 3 \text{ м}^2$ изготовлена из двух полированных алюминиевых листов со швом, заделанным заподлицо. При изучении промежутка стержень — стержень на плоскости, на плоскость

R_2 помещали стержень, аналогичный верхнему, длиной 100 см, укрепленный в изолирующей подставке.

При исследовании гирлянды последнюю помещали под R_T и по возможности удаляли от посторонних предметов.

В ряде случаев при изучении развития искры необходимо применять срез напряжения на разрядном промежутке; этот метод называется «отсечкой». Выполнение этой задачи возлагается на разрядный промежуток, подсоединяемый параллельно к исследуемым, как это показано на фиг. I.4, где S_0 — исследуемый, а S_1 — отсекающий промежуток.

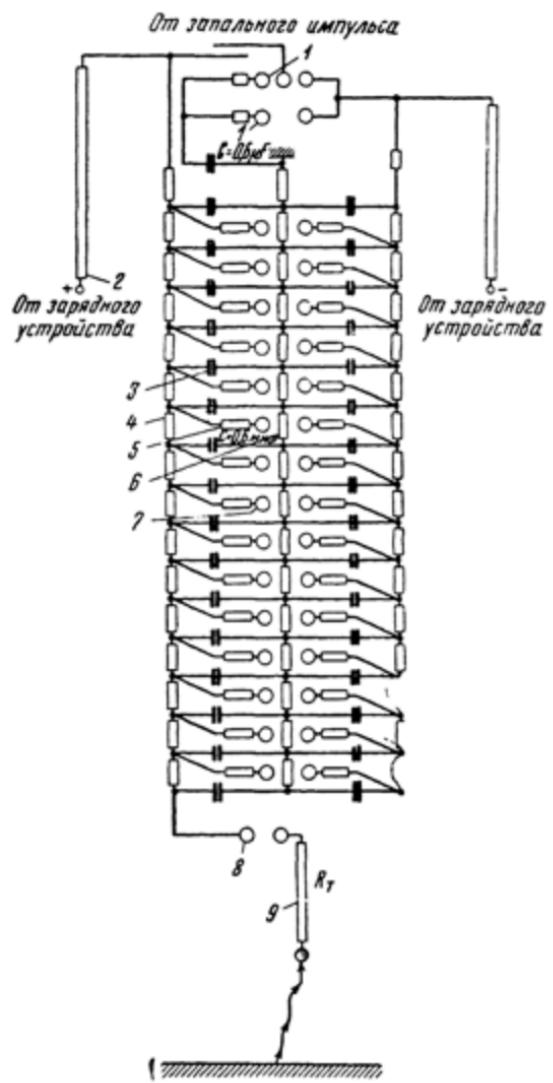
Конструктивно промежуток S_1 образовывался горизонтальным стержнем диаметром 8 мм, напротив которого помещается металлическая заземленная плоскость P размером $3 \times 3 \text{ м}^2$.

Регулированием длины промежутка S'_0 можно добиться отсекания напряжения на промежутке S_0 в различные моменты времени.

Чтобы избежнуть взаимного влияния электрических полей, промежутки S_0 и S'_0 были по возможности удалены один от другого. Необходимо указать, что метод отсечки имеет ограниченное применение. Принципиальный недостаток этого метода заключается в том, что нарушается нормальный процесс развития лидера в исследуемом промежутке задолго до полного пробоя отсекающего промежутка. Причиной этого является отбор энергии ГИН отсекающим промежутком, что вызывает значительное снижение напряжения U_i на исследуемом промежутке. На фиг. I.5 приводятся осциллограммы тока лидерной стадии в изучаемом промежутке при применении отсечки (а) и без нее (б). Эти осциллограммы иллюстрируют степень искажения процесса применением метода отсечки.

Если в качестве промежутка S'_0 использовать шаровой разрядник (пунктир на фиг. I.4), то, как показало исследование, можно осуществить очень быстрый срез напряжения, практически не влияя на изучаемый процесс.

Однако в этом случае срез всегда происходит на фронте волны или ее амплитуде, тогда как развитие лидера в основном происходит после



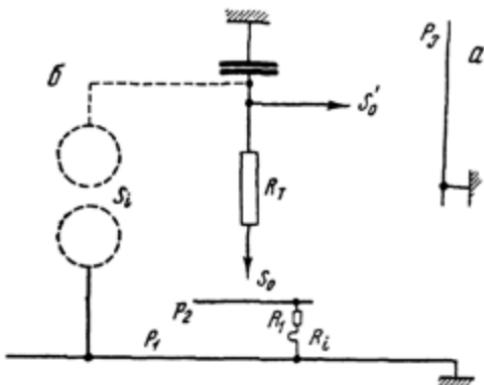
Фиг. I. 3. Электрическая схема импульсного генератора 3,5·10⁶ в:

1 — запальные промежутки; 2 — защитное сопротивление; 3 — конденсатор; 4 — зарядное сопротивление; 5 — демпферное сопротивление; 6 — щуповое сопротивление; 7 — шаровой промежуток; 8 — отсекающий промежуток; 9 — тормозное сопротивление

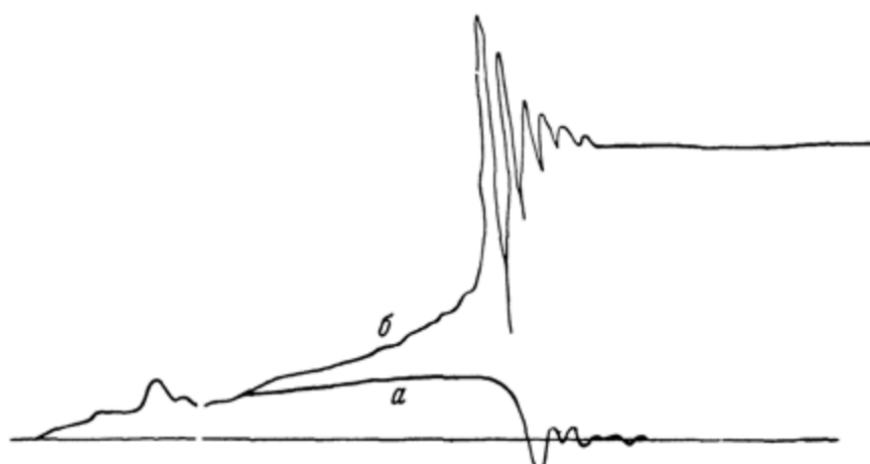
можно осуществить очень быстрый срез напряжения, практически не влияя на изучаемый процесс.

Однако в этом случае срез всегда происходит на фронте волны или ее амплитуде, тогда как развитие лидера в основном происходит после

достижения волной амплитудного напряжения. Поэтому метод отсечки можно использовать только для изучения оптической картины развития импульсной короны и начала лидерной стадии разряда.



Фиг. I. 4. Схема отсечки промежутком стержень — плоскость (a) или шарами S диаметром 1,5 м (б)



Фиг. I. 5. Совмещение осциллограммы лидерного тока:
а — с отсечкой; б — без отсечки

2. ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ РАЗРЯДА

а. Фотоаппарат и отсечка разряда

Наиболее простым устройством, применяемым для получения изображений различных стадий развития искры, является фотографический аппарат.

Так как обычный фотоаппарат не может зарегистрировать кадр, представляющий собой мгновенное состояние весьма быстро развивающегося разряда (для чего понадобились бы экспозиции, измеряемые 10^{-6} — 10^{-5} сек), при использовании таких аппаратов применяют некоторые дополнительные приемы. Одним из таких приемов, употребляемых часто, является «отсечка» напряжения разряда, о которой было сказано выше.

При этом способе изучаемый промежуток фотографируется аппаратом с кварцевым объектом, потому что свечение на первых стадиях разряда лежит в основном в ультрафиолетовой области спектра.

Чтобы предупредить засветку фотопленки отраженным от стен светом канала разряда в промежутке S_0' , съемку разрядов производили на почти неотражающем фоне, который представлял собой щель шириной 1 м в неосвещаемом помещении.

Для отсеваания фона, создаваемого на фотопленке всяким другим освещением, кроме ультрафиолетового, в некоторых случаях применяли специальный светофильтр, пропускающий свечение с длиной волны $\lambda = 4000 \div 3000 \text{ \AA}$.

б. Электрооптический затвор

Другим способом съемки мгновенной картины развития разряда является применение достаточно кратковременных экспозиций при помощи ячейки Керра или электрооптического затвора.

В лаборатории ВГР в течение ряда лет применяется электрооптический затвор (ЭОЗ), который позволяет регистрировать оптические явления с экспозицией 10^{-8} сек [2, 3].

Действие ЭОЗ, у которого отсутствуют механически движущиеся части, практически зависит лишь от скорости, с которой требуемое напряжение прикладывается к электродам ячейки Керра. Ячейка состоит из стеклянного сосуда строго прямоугольного сечения. У сосуда плоско-параллельные поверхности, и обычно он наполнен нитробензолом, в который погружены два параллельных электрода. Сосуд помещен между призмами Николя или поляроидными дисками, плоскости поляризации которых точно скрещены (поставлены под углом 45°) относительно поля, приложенного к электродам. Этими двумя требованиями определяются оптимальные условия работы электрооптического затвора. Первое условие более сложно, так как оно определяет степень закрытия затвора. Второе условие, определяющее оптимальное условие открытия затвора, не так критично, поэтому здесь терпима точность в несколько градусов.

При отсутствии электрического поля скрещенные поляроиды — поляризатор и анализатор — препятствуют прохождению света. При наличии же электрического поля состояние поляризации света, проходящего через ячейку, меняется и свет проходит через второй поляроид.

В работах использовался затвор типа «закрыт — открыт — закрыт», при этом продолжительность импульса, приложенного к электродам ячейки, определяет экспозицию, а крутизна фронта и спада импульса — скорость открытия и закрытия затвора. Преимущество этого метода состоит в том, что импульс, управляющий работой ЭОЗ, может быть приложен в любое мгновение после начала изучаемого явления.

Световой поток, пропускаемый ЭОЗ, в состоянии «открыто» без учета потерь при соблюдении «условия 45° » определяется выражением:

$$\Phi = 0,5 \sin^2 \left[\frac{\pi}{2} \left(\frac{U}{U_0} \right)^2 \right], \quad (1)$$

где U — напряжение, приложенное к электродам; U_0 — напряжение полного открытия ЭОЗ.

На фиг. I. 6 представлена кривая, построенная по этому уравнению.

Обращает внимание слабая пропускаемость светового потока при низких напряжениях.

Напряжение полного открытия ЭОЗ может быть определено из выражения

$$U_0 = 300 d (2lk)^{-1/4}, \quad (2)$$

где d — расстояние между электродами в сантиметрах; l — длина электродов в сантиметрах; k — электрооптическая постоянная Керра в электростатической системе единиц (400×10^{-7}).

Большое значение для оптимальной работы ЭОЗ имеет правильная и фиксированная установка поляроидов. Применявшиеся поляроиды приклеивались непосредственно на плоскости стеклянного сосуда, а для установки их в правильное положение применяли фотоумножитель.

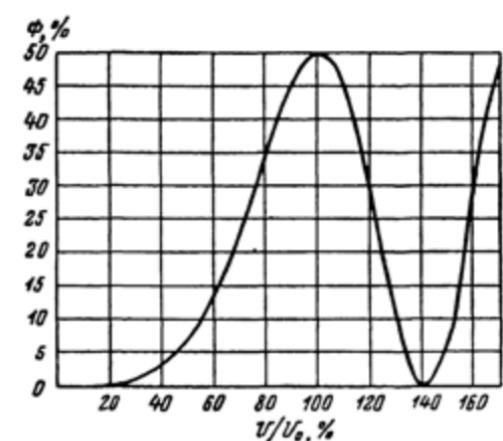
Существенный недостаток ЭОЗ связан с тем, что ни обычные поляроиды, ни нитробензол не пропускают излучения с длиной волны менее 4000 \AA , в то время как наиболее интенсивные излучения при разряде происходят с меньшими длинами волн, особенно в начале развития лидера.

Кроме того, в рабочем диапазоне длин волн, т. е. больше 4000 \AA , ячейка Керра в состоянии «открыто» пропускает только около 20% светового потока,

а $\frac{1}{2}$ часть светового потока, обычно составляющая доли процента от начального, ячейка Керра пропускает и в состоянии «закрыто».

При таком соотношении пропускаемых световых потоков изображение лидера на пленке, получающееся, когда ячейка находится в состоянии «открыто», и изображение дуги при состоянии «закрыто» мало различаются, что делает невозможным точно определить границы лидера и, следовательно, его длину.

Это объясняется не только указанными выше свойствами ячейки, но и особенностями



Фиг. I. 6. Электрооптическая характеристика идеального ЭОЗ

регистрируемого явления, а именно: свечение лидера менее интенсивно, чем свечение дуги, кроме того, экспозиция пленки от лидера в состоянии «открыто» длится значительно меньше (приблизительно в 10^3 раз), чем экспозиция от дуги, когда ячейка находится в состоянии закрыто.

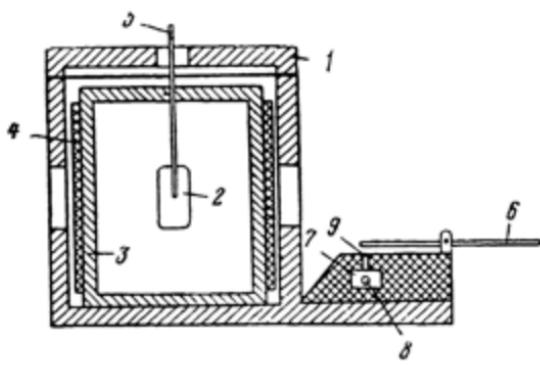
Из сказанного следует, что задача улучшения ЭОЗ сводится к исключению засвечивания пленки дугой. Для этой цели использовалась разница в спектральном составе дуги и лидера, т. е. применялись соответствующие светофильтры [1, 2]. Однако при близком составе излучения дуги и лидера в видимой части спектра этот прием не приводит к цели. Светофильтр при этом уменьшает яркость изображения как дуги, так и лидера, но не разделяет их.

Для этих случаев пришлось отказаться от применения светофильтров и обратиться к улучшению качества применяемых ячеек и юстировки их элементов в соответствии с изложенным выше.

Кроме того, были разработаны два метода применения ЭОЗ для фотографирования лидера, позволяющие избавиться от засветки пленки дугой [4].

Первый метод заключается в применении двух ячеек, установленных одна за другой. В отличие от этого известного способа [5], когда для получения короткой экспозиции применялись две ячейки, здесь пара ячеек служила для ограничения светового потока, пропускаемого ЭОЗ в состоянии «закрыто». Применение двух ячеек в 2,5 раза уменьшило пропускную способность ЭОЗ в состоянии «открыто», но зато в 500 раз умень-

шилась и пропускная способность в состоянии «закрыто», что дало хорошие результаты при регистрации лидеров с большой интенсивностью свечения. Дуга при этом совершенно не попадает на пленку. Особенно удобен этот метод для регистрации лидеров в перенапряженных промежутках, где лидер почти за все время развития разряда имеет достаточно большую яркость. Для лидеров с перенапряжением, близким к единице, применение двух последовательных ячеек Керра не оправдывается, так



Фиг. 1.7. Ячейка Керра с приспособлением для уменьшения экспозиции от дуги:

- 1 — эbonитовый корпус; 2 — электрод; 3 — стеклянная ячейка;
- 4 — полароид; 5 — ввод;
- 6 — лопасть;
- 7 — камера;
- 8 — разрядный промежуток;
- 9 — щель

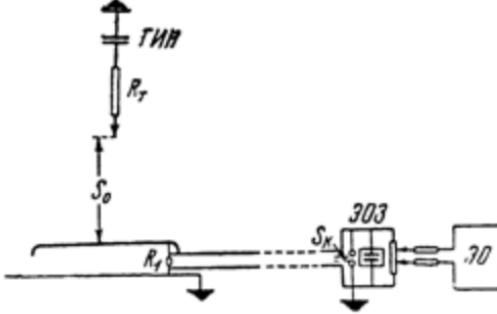
как в начале развития разряда свечение канала лидера мало интенсивно (мал ток) и не дает видимого изображения на пленке. Для этого случая было разработано устройство (электромеханический затвор), позволяющее при использовании одной ячейки значительно уменьшить экспозицию пленки от свечения дуги.

Схема электромеханического затвора показана на фиг. 1.7.

Вначале лопасть 6 находится в горизонтальном положении и световой поток от изучаемого явления свободно проходит через отверстие в эbonитовом корпусе 1 ячейки 3.

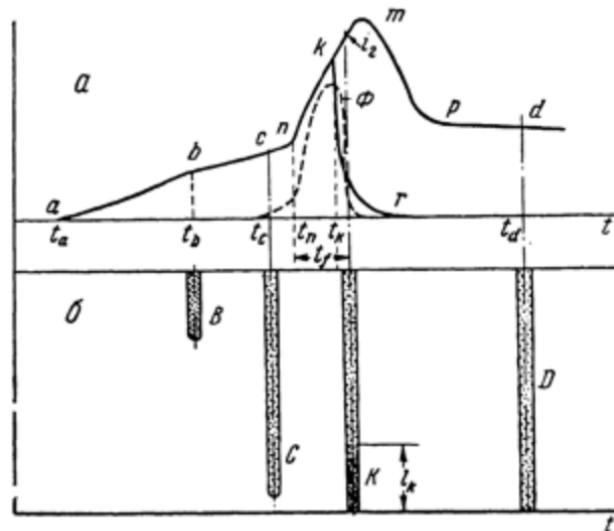
После срабатывания электромеханического затвора лопасть 6, поворачиваясь в вертикальное положение, закрывает отверстие в кожухе ячейки, что препятствует дальнейшему прохождению светового потока. В этом положении лопасть удерживается специальной защелкой. В движение лопасть приводится взрывной волной, получающейся от разрядного промежутка 8, помещенного в камере 7,9 через который в нужный момент времени разряжается конденсатор 5 мкф, заряженный до напряжения 5—6 кв.

Проверка этого устройства в специальной схеме с осциллографом показала, что окно ячейки оказывается полностью закрытым через 500—700 мксек, что в несколько раз уменьшает экспозицию пленки от дуги.



Фиг. 1.8. Схема получения керограммы одновременно с осциллограммой канального тока

На основании опыта применения этих двух методов можно сделать вывод, что в тех случаях, когда у изучаемого самосветящегося объекта большая яркость, целесообразно применить ЭОЗ с двумя ячейками, включенными последовательно, если объект недостаточно ярок и не позволяет производить съемку через две ячейки, но имеет длительное послесвечение,



Фиг. 1.9. Сопоставление тока и светового потока, проходящего через ЭОЗ:

а — осциллограмма тока и световой поток Φ (пунктир);
б — оптическая картина развития разряда

можно рекомендовать второй метод, в котором предусмотрено применение электромеханического затвора. В последнее время описана еще одна разновидность электромеханического затвора [6].

Для исследования главной стадии разряда длиной 100—400 см была разработана схема приложения импульса напряжения к ЭОЗ, показанная на фиг. 1.8. Для управления работой ЭОЗ использовалось напряжение, полученное на сопротивлении R_1 при прохождении через него тока разряда.

Принцип работы ЭОЗ поясняется фиг. 1.9. Кривая $apmd$ показывает изменение тока в течение развития разряда. При этом стадия ap соответствует образованию лидера, участок ptr соответствует стадии главного канала, а часть кривой pd — дуговой стадии. Если ЭОЗ «открывает» фотокамеру на время $\Delta\tau$ в различные моменты $t_a, t_b, \dots t_d$, на фотопластинке будут полу-

Фиг. 1.10. Схема импульсатора с ТГИИ-130/10:

$R_1 = 40 \text{ ом}; R_2 = 40 \text{ ом}; R_3 = 11 \text{ ком};$
 $R_4 = 5 \text{ ом}; R_5 = 5 \text{ к}; R' = 10 \text{ к}; R'' = 430 \text{ ом};$
 $C_1 = 0,005 \text{ мкФ}; C_2 = 4300 \text{ пФ}; L_1 = 40 \text{ мкГн};$
ЭО — электронный осциллограф

чаться изображения отдельных стадий разряда (лидерной B , канальной K и дуговой D).

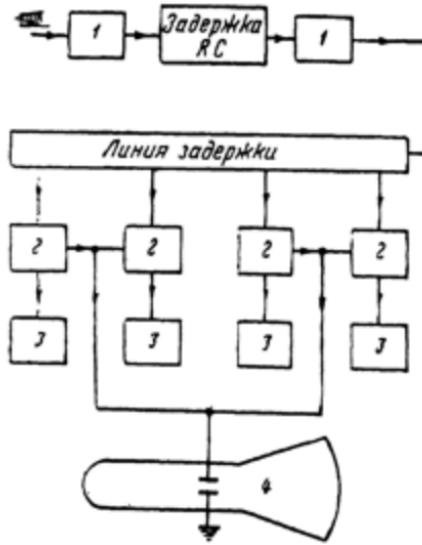
Импульс напряжения действует на ячейку Керра до пробоя разрядника S_k . Срезы напряжения происходят весьма быстро (линия kr на фиг. 1.9), чем обеспечивается быстрое закрытие затвора.

Пунктирная линия Ф характеризует световой поток, пропускаемый ЭОЗ при приложении импульса напряжения.

С учетом различных значений тока лидера и главного канала, обнаруживаемых фотографированием с применением временных разверток [7], были экспериментально подобраны такие условия получения изображения (светофильтры, пленка, напряжения на ЭОЗ), при которых лидер на пленке не обнаруживается.

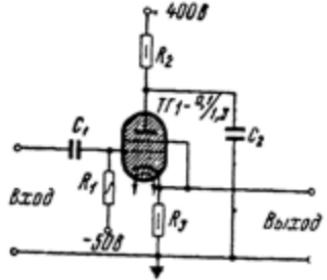
Изменение момента среза позволило проследить развитие главного канала разряда (в промежутке игла — плоскость длиной $S_0 = 200$ см, тормозное сопротивление $R_T = 4,0$ к Ω) от момента его зарождения до перехода канальной стадии в финальную [2].

Чтобы получить возможность построить зависимость движения головки лидера от времени, в лаборатории ВГР была разработана многоэлементная система ячеек



Фиг. I.11. Блок-схема четырехъячейкового ЭОЗ:

1 — импульсатор ТГ1 — 0,1/1,3; 2 — импульсатор ТТИП — 130/10; 3 — ячейка Керра; 4 — индикатор срабатывания ЭОЗ

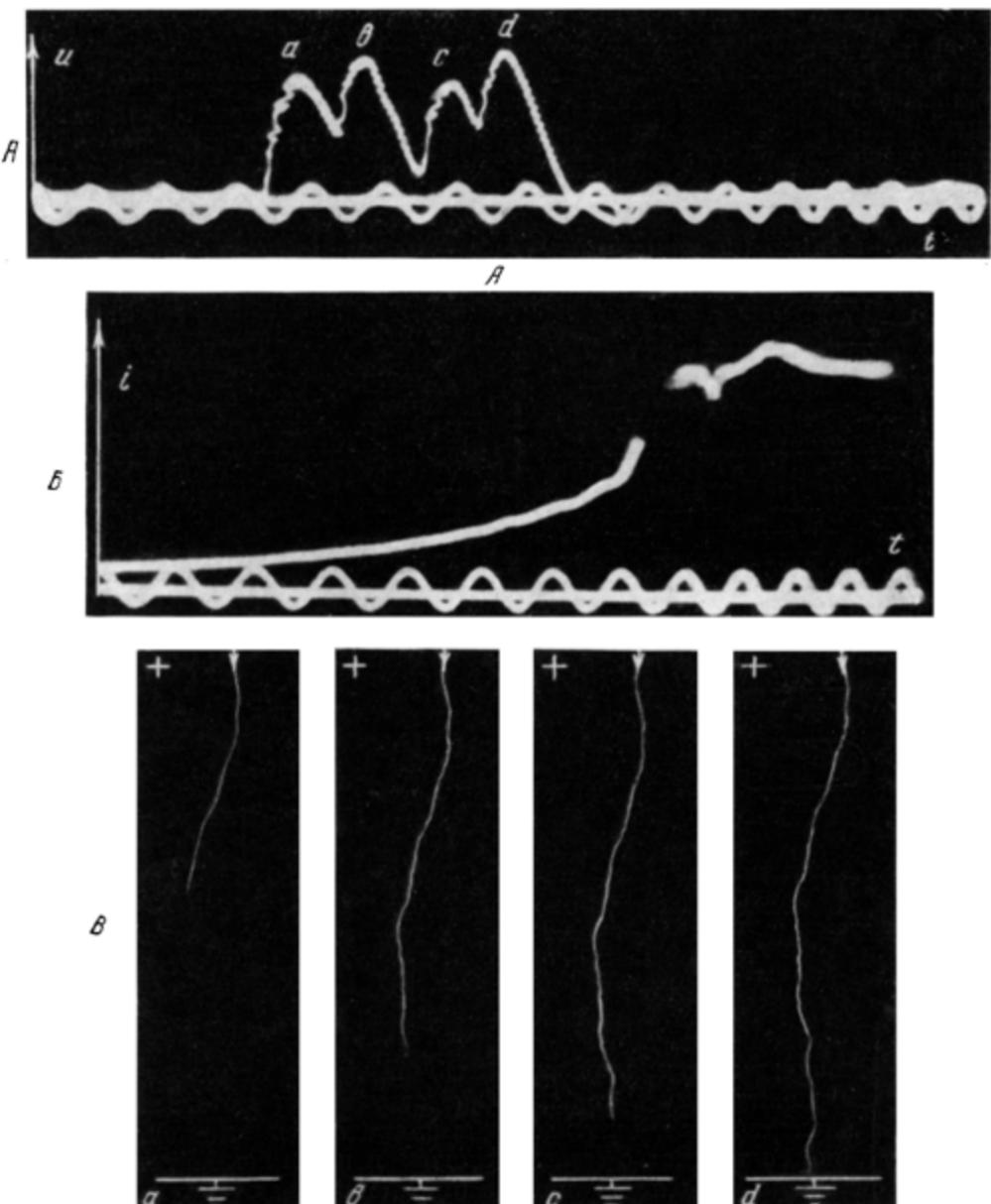


Фиг. I.12. Схема импульсатора с ТГИ — 0,1/1,3:

$R_1 = 300$ к Ω ; $R_2 = 2,0$ м Ω ; $R_3 = 12$ к Ω ; $C_1 = 120$ п F ; $C_2 = 0,1$ мк F

Керра. Необходимый для работы ЭОЗ импульс напряжения может подаваться различными методами. Существует ряд методов получения коротких электрических импульсов амплитудой в несколько киловольт [8], но большинство этих методов неприемлемо, так как они недостаточно экономичны и просты или не отвечают другим техническим требованиям. На фиг. I.10 изображена простая и вполне удовлетворительно работающая система питания ЭОЗ. В качестве коммутирующего элемента использован 10 к Ω водородный тиатрон ТГИ1-130/10. Амплитуда синхронизирующего импульса у водородного тиатрона много меньше, чем у искрового реле или тригатрона; ток, пропускаемый водородным тиатроном, значительно превышает ток вакуумных ламп; действие тиатрона не зависит от формы синхронизирующего импульса. Время ионизации и деионизации мало вследствие большой подвижности ионов водорода. Кроме того, у водородного тиатрона положительная сеточная характеристика, что избавляет от необходимости давать отрицательное сеточное смещение.

Когда тиатрон ТГИ1-130/10 закрыт, конденсатор C_1 заряжается от источника питания. При подаче синхронизирующего импульса к сетке тиатрона конденсатор C_1 разряжается, при этом на ячейке Керра возникает волна напряжения с амплитудой ≈ 10 к Ω .



Фиг. I.13. К методике определения зависимости длины лидера от времени и тока:
А и Б — осцилограммы импульсов напряжения α , β , γ и δ на ЭОЗ (вверху) и тока $i(t)$; В — каналы лидера, соответствующие моментам времени импульсов α , β , γ и δ .

Амплитуда напряжения, подаваемого на электроды ЭОЗ в этой цепи, приблизительно равна напряжению, которым первоначально цепь заряжалась. По этой причине описываемая схема имеет преимущество перед искусственной линией, применяемой для формирования импульсов, которая обеспечивает на нагрузке только половину зарядного напряжения.

Блок-схема четырехъячейкового ЭОЗ изображена на фиг. I.11. Для синхронизации работы затворов в нужный момент времени предусмотрена регулировка как начала срабатывания затворов, так и интервала между срабатыванием двух соседних затворов, т. е. регулировка как бы частоты кадров.

Схема импульсатора с ТГ1-0,1/1,3 приведена на фиг. I.12.

Ячейки Керра размещались перед четырьмя объективами «Юпитер-3», фотокамеры, изготовленной в лаборатории ВГР. Эти ячейки помещались в светонепроницаемом кожухе, который препятствовал прохождению света, отраженного от электродов. Небольшие отверстия служили для прохождения полезного светового потока в область пластины со сравнительно равномерным электрическим полем.

На погрешность при работе с ЭОЗ влияют следующие обстоятельства.

1. Конечное время открытия затворов. Изменения, происходящие в изучаемом явлении за время, когда затвор открыт, суммируются и не могут быть расшифрованы. Поэтому при подборе экспозиции необходимо сообразоваться с изучаемым явлением.

Экспозицию можно изменять варьированием длительности импульса, прикладываемого к электродам ячейки, причем длительность импульса зависит от постоянных цепи [фиг. I.10].

2. Разница в характеристиках отдельных ячеек. Для проверки сравнивали длины лидеров, полученных при условии, что все четыре ЭОЗ открывались одним импульсом. Было установлено, что все четыре лидера получались практически одинаковой длины.

3. Поглощение света в ячейке. Чтобы определить, укорачивается ли вследствие этого изображение канала лидера, был проделан следующий эксперимент. Одновременно снимался через ячейку и непосредственно фотоаппаратом лидер незавершенного разряда, полученного при срезе напряжения на промежутке. В пределах точности измерения длины лидера на фотопленке получилось совпадение длин лидеров, снятых этими двумя методами.

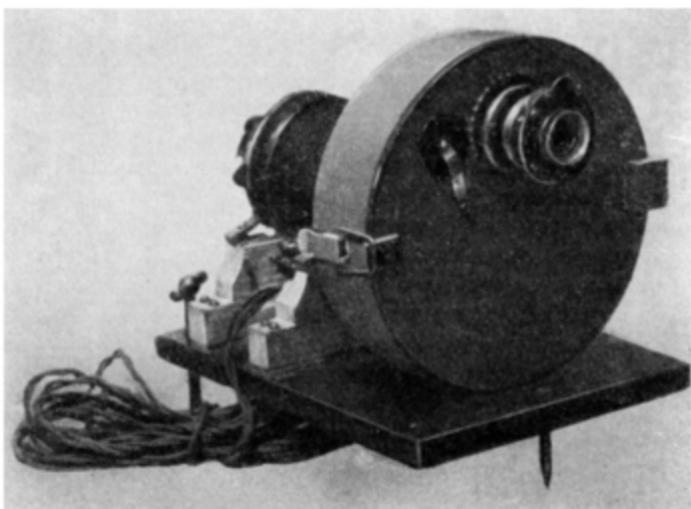
Таким образом, конструкция позволяет получить четыре кадра изучаемого явления в быстрой последовательности. Осциллограф с двумя трубками, работающими синхронно, позволяет точно контролировать время при регистрации изучаемых явлений.

На фиг. I.13 приведены характерные осциллограммы тока импульсов, управляющих работой ЭОЗ, и соответствующие керрограммы для промежутка с—п при $S_0 = 200$ см.

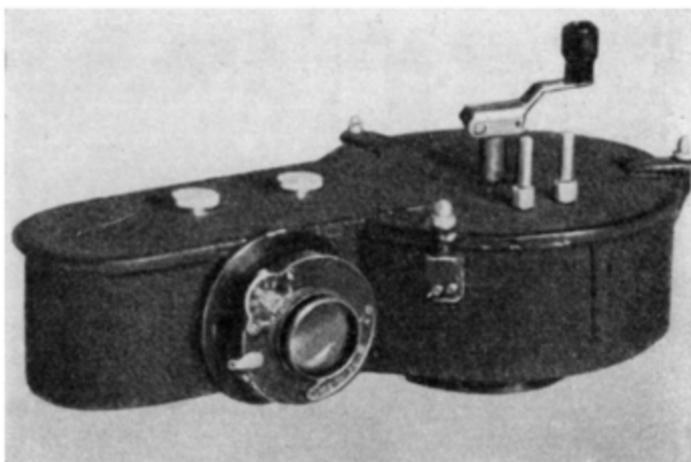
с. Фотокамеры с временной разверткой

Другим способом получения изображения мгновенных состояний развивающегося разряда является применение фотоаппаратов с перемещающейся фотопленкой. В фотокамере (фиг. I.14) круглая фотопленка покрывает диск, вращающийся от электромотора. Мотор постоянного тока может вращать диск со скоростью 10000—20000 об/мин. При 12000 об/мин разрешающая способность развертки равна 10 мксек./мм.

Чтобы получить возможность рассматривать оптические явления при развитии разряда в течение нескольких секунд, как, например, при пробе на переменном напряжении [9], при достаточной разрешающей способности по времени, была сконструирована специальная ручная камера (фиг. I.15), представляющая собой алюминиевую коробку размером 300 × 167 × 68 мм, состоящую из двух частей: цилиндрической (диаметр 167 мм и высота 68 мм) и удлиненной (133 × 68 × 79 мм). На передней стенке удлиненной части камеры установлен кварцевый объектив, на задней установлена рамка для пропуска кинопленки и прорезано окошко для фокусировки объектива. Верхом удлиненной части камеры служит съемная крышка, фиксирующая ось катушки для неэкспонированной пленки (максимальная длина ее 17 м). В цилиндрической части камеры находится тяжелый диск, на оси которого укреплена перекидная рукоятка для перематывания пленки с катушки на диск; при этом пленка проходит перед объективом. Скорость развертки зависит от экспериментатора.



Фиг. I.14. Скоростная фотокамера



Фиг. I.15. Ручная фотокамера

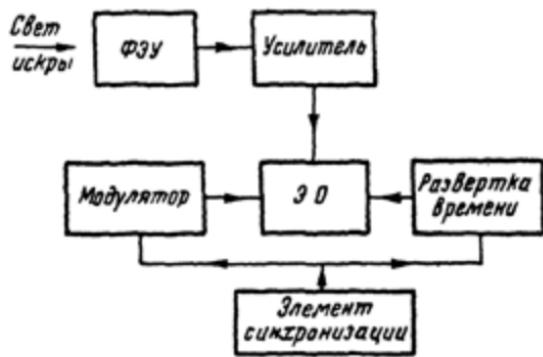
d. **Фотоэлектронный умножитель**

Оптические переходные явления можно регистрировать также косвенным методом, используя фотоэлектрический эффект. В этом случае оптическое изображение превращается в электрические сигналы, регистрируемые высокоскоростным электронным осциллографом с быстрыми временными развертками.

Токи, вызванные фотоэлектрическим эффектом, очень малы, поэтому требуется значительное усиление для того, чтобы их можно было зарегистрировать электронным осциллографом. Фотоумножитель представляет собой прибор, в котором объединены фотокатод и вторично-электронный умножитель тока.

В лаборатории ВГР применяли фотоумножитель ФЭУ-19 с электростатической фокусировкой. Сурьмяно-цезиевый полупрозрачный катод, нанесенный на кварцевое окошко, позволяет производить исследования как в видимой, так и в ультрафиолетовой части спектра. Инерционность

работы фотоумножителя проявляется при частотах больше 100 МГц в том, что на частотной характеристике появляется спад, определяющийся разбросом времен пробега электронов. Практически спадание характеристики начинается при меньших частотах вследствие шунтирующего действия выходной емкости. При величине емкости фотоумножителя около 10 пФ величина шунтирующего сопротивления при полосе пропускания 5 МГц составит 3200 ом. Если принять снижение коэффициента усиления фотоумножителя из-за шунтирующего действия выходной емкости равным 30%, то величина нагрузочного сопротивления не должна превышать 1—1,5 кОм, что при выходном токе фотоумножителя порядка 1 мА дает напряжение на выходе 1—1,5 в.



Фиг. I.16. Блок-схема регистрации свечения искры.

Такое низкое напряжение трудно непосредственно зафиксировать высоковольтным осциллографом, поэтому сигнал от фотоумножителя усиливается импульсным усилителем с полосой пропускания 6 МГц и выходным напряжением около 150 в.

Блок-схема регистрации характера свечения длинной искры приведена на фиг. I.16. Фотоумножитель ФЭУ преобразует световой импульс в электрический, последний усиливается и поступает на пластины явления осциллографа, который включается строго синхронно с явлением.

При исследовании характеристик свечения в высоковольтном зале необходимо уменьшить световые потоки от других источников излучения (рассеянный дневной свет, свет, отраженный от промежуточных шаров ГИН). Для этой цели используется светонепроницаемая труба из диэлектрика, устанавливаемая перед окошком фотоумножителя и направляемая на интересующую часть разрядного промежутка. При использовании фотоумножителя с большой площадью фотокатода важное значение приобретает зонная характеристика, выражающая зависимость интегральной чувствительности прибора от положения светового пятна на поверхности фотокатода. Чтобы избавиться от недостатка зонной характеристики в том случае, когда фотокатод освещается неравномерным световым пучком, положение которого не может быть фиксировано, например свет дуги или искры, перед окном фотоумножителя располагают диффузно рассеивающую кварцевую пластинку, которая равномерно распределяет световой поток по всей поверхности фотокатода. Применение различных светофильтров позволяет получить данные о спектральном составе излучения.

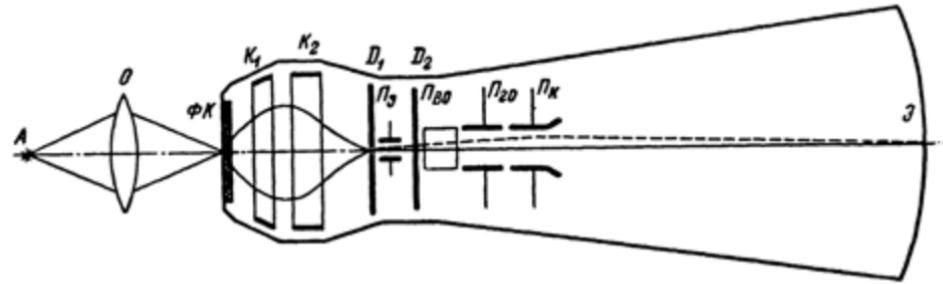
К основным достоинствам фотоумножителя следует отнести возможность использовать высоковольтный электронный осциллограф с большими скоп-

ростями разверток. Недостаток fotoумножителя состоит в том, что он регистрирует общий свет, излучаемый явлением в любой момент, но не дает пространственного распределения эмиттируемого света.

е. Электронно-оптический преобразователь

Аппаратом, позволяющим получить пространственную картину явления во времени, является электронно-оптический преобразователь.

Электронно-оптическим преобразователем (ЭОП) называется фотоэлектронная система, преобразующая оптическое изображение в электронное и затем вновь в видимое на флюоресцирующем экране. В зависимости от



Фиг. I.17. Схема электронно-оптического преобразователя (ЭОП)

типа фотокатода трубы ЭОП могут трансформировать невидимое изображение в ультрафиолетовых или инфракрасных лучах в видимое; некоторые системы ЭОП могут работать в режиме усиления света, что является весьма ценным качеством при исследовании слабосветящихся объектов.

Принцип работы ЭОП при изучении быстро протекающих оптических явлений можно уяснить, используя фиг. I.17, на которой схематически показана преобразующая трубка ЭОП. Оптическое изображение исследуемого явления A проектируется объективом O на чувствительный полупрозрачный фотокатод ΦK . Под действием падающего на него излучения фотокатод эмиттирует электроны; плотность выходящих из фотокатода электронов меняется от точки к точке в соответствии с распределением интенсивности спроектированного на фотокатод оптического изображения. Благодаря этому на внутренней стороне фотокатода формируется электронное изображение объекта. Под действием электрического поля электроны, формирующие изображение, направляются в электростатическую линзу, схематически показанную на фиг. I.17 колышами K_1 и K_2 .

Электростатическая линза фокусирует электронное изображение и направляет его через апертурную диафрагму D_1 на флюоресцирующий экран \mathcal{E} . Для развертки изображения по экрану служат вертикальные пластины отклонения $\Pi_{\text{вс}}$ и горизонтальные пластины отклонения $\Pi_{\text{го}}$. Для запирания электронного изображения служат затворные пластины Π_3 . При подаче на них напряжения электрическое поле между ними смещает электронное изображение и проектирует его на шторку щелевой диафрагмы D_2 . Чтобы во время перемещения электронного изображения из рабочего положения на шторку диафрагмы D_2 изображение объекта на экране \mathcal{E} оставалось неподвижным, предусматриваются специальные компенсационные пластины Π_K . Конструктивно компенсационные пластины стремятся выполнить так, чтобы при подаче на них напряжения, по величине равному напряжению на затворных пластинах, но по знаку противоположного, электрическое поле между ними компенсировало сме-

щение электронного изображения затворными пластинами. Среднее положение электронного изображения при работе затвора показано на фиг. 1.17 пунктиром.

Обычно исследуются сравнительно долго светящиеся объекты, подлежащие высокоскоростной развертке только в определенном интервале времени. Чтобы избежать засветки экрана в статическом состоянии и при обратном ходе развертки, на пластины P_a и P_k подается постоянный запирающий потенциал, и только на время прямого хода изображения по экрану запирающий потенциал снимается прямоугольным импульсом напряжения.

Прямоугольные импульсы напряжения, подаваемые на затворные пластины, открывают электронное изображение на время длительности импульса напряжения. Время экспозиции практически может быть доведено до 10^{-9} — 10^{-10} сек.

Пластины ЭОП горизонтального и вертикального отклонения позволяют осуществить различного рода сверхскоростные пространственно-временные развертки изображения: линейную, круговую, эллиптическую и т. д. Скорость развертки свободно может быть доведена до $2 \cdot 10^7$ м/сек [22].

Интересно отметить, что наиболее удачные конструкции камер с зеркальной разверткой имеют скорость развертки 4000—5000 м/сек, а барабанные камеры с движущейся пленкой — всего около 500 м/сек.

Известно, что разрешающая способность по времени связана с оптическим разрешением по штрихам на 1 м.м экрана и скоростью развертки изображения выражением

$$\Delta t_p = \frac{1}{v\delta},$$

где v — скорость развертки; δ — число штрихов изображения, разрешаемых на 1 м.м экрана.

Величина δ у отдельных экземпляров ЭОП колеблется в пределах 20—35 штр/м.м. Скорость развертки $2 \cdot 10^7$ м/сек при условии надлежащего экранирования трубы и стабилизации питающего напряжения обеспечивает временное разрешение порядка $5 \cdot 10^{-12}$ сек.

В работе [23] дается теоретическое обоснование предельного временного разрешения ЭОП 10^{-14} сек, которое ограничивается в основном электронной хроматической aberrацией и толщиной фотокатода, от которой зависит инерционность фотоэффекта.

Качество изображения ЭОП зависит от способа включения пластин управления. Известно, что в электронно-лучевых системах краевые поля и поля рассеяния управляющих пластин приводят к различного рода дефектам отклонения и фокусировки. Существует два способа включения управляющих пластин: несимметричное и симметричное. При несимметричном способе включения симметрия потенциалов пластин относительно анода не соблюдается. Комбинацией включенных симметрично и несимметрично пар пластин управления удается устранить нелинейные искажения отклонения. Однако дефекты фокусировки всегда будут проявляться сильнее в системах с несимметричными пластинами управления. Особенно это касается электронно-лучевых систем с широким пучком электронов, к которым относятся все ЭОП.

Действительно, при несимметричном способе включения потенциал на оси пластин управления будет отличаться от потенциала анода на половину величины отклоняющего напряжения, а электроны пучка будут испытывать дополнительные ускорения, обусловленные этим потенциалом. При изменении величины отклоняющего напряжения будет меняться и потенциал на оси несимметрично включенных пластин; изображение,

сфокусированное в статическом состоянии, окажется расфокусированным при включении развертки. Чем шире пучок электронного изображения, тем сильнее будет сказываться на его фокусировке неравномерное распределение потенциала между пластинами управления. При симметричном включении пластин управления крайние электроны пучка изображения также будут испытывать дополнительные ускорения. Однако расфокусировка пучка при таком способе включения пластин незначительна, так как потенциал средней плоскости при любых напряжениях на пластинах управления равен потенциальному анода. Отсюда понятно требование: во избежание потери четкости изображения во время перемещения его вдоль экрана и в период закрытия затвора, управляющие напряжения должны быть строго симметричны. При нарушении симметрии управляющего напряжения на 10—15% разрешение (число штрихов изображения на 1 м.м. экрана) ухудшается примерно в два раза.

Другим важным фактором, влияющим на качество изображения, является экранирование ЭОП от магнитных и электрических полей. Поясним это положение на примере. Пусть внешнее электрическое или магнитное поле за время экспозиции изображения на экране отклонит электроны, формирующие изображение, всего на 1 м.м. На экране это будет воспринято как расфокусировка изображения; проекция каждой точки изображения будет представляться кружком, диаметр которого равен 1 м.м. Это значит, что разрешение по числу штрихов изображения на 1 см экрана упадет до 10 штр/см. Обычное разрешение ЭОП при отсутствии влияния внешних полей достигает 300—400 штр/см. Отсюда вытекает второе требование, обеспечивающее качество изображения,— тщательное экранирование от магнитных и электрических полей. Особое внимание следует обращать на экранирование ЭОП при исследовании световых явлений, сопровождаемых интенсивными электромагнитными возмущениями.

Обычно экран ЭОП выполняется из нескольких слоев отожженного пермаллоя толщиной 0,3—0,5 м.м и медного или алюминиевого экрана толщиной 2—3 м.м.

При изучении кратковременных процессов требования к стабильности питающего напряжения могут быть снижены, однако коэффициент стабилизации вряд ли может быть выбран меньше 0,1%. Последнее можно допустить в том случае, если постоянная цепи питания значительно превышает время экспозиции изображения на экране ЭОП, а питающие вводы ЭОП непосредственно заблокированы емкостями.

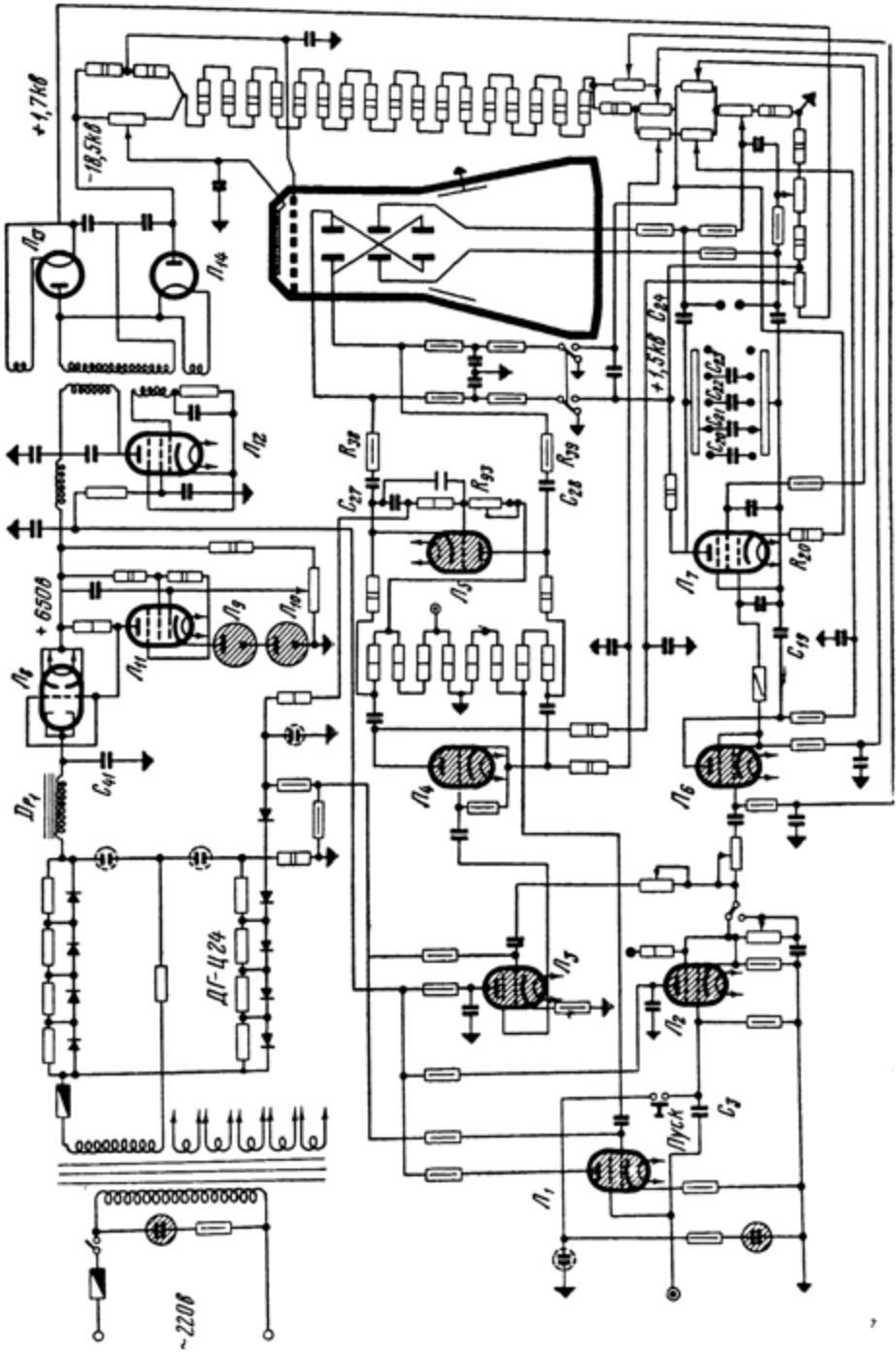
Высокое разрешение ЭОП по времени в сочетании с хорошими электронно-оптическими и спектральными характеристиками стимулировало применение их для исследования быстро протекающих процессов в газовом разряде. В лаборатории ВГР был создан прибор на базе ЭОП (типов ПИМ-3 и ПИМ-4, разработанных М. М. Бутловым), позволяющий получать как высокоскоростные пространственно-временные развертки исследуемых явлений, так и однократные фотографии с экспозицией порядка 10^{-8} сек [24].

Прибор имеет сменную входную оптику, в том числе один кварцевый объектив светосилой 1/4,5. Фотографирование с экрана производится фотоаппаратом «Киев».

Схема управления ЭОП (фиг. I.18) состоит из следующих блоков: блока развертки L_6 , L_7 ; блока затвора L_4 , L_5 ; блока синхронизации L_1 , L_2 , L_3 ; блока низковольтного выпрямителя и электронного стабилизатора напряжения L_8 , L_9 , L_{10} , L_{11} ; блока высоковольтного питания L_{12} , L_{13} , L_{14} .

Временная развертка собрана на пентоде ГУ-50 (L_7). Один из конденсаторов C_{20} — C_{23} , переключением которых производится регулирование скорости развертки, заряжается через равные сопротивления R_{20} и R_{22} .

Фиг. 1.48. Принципиальная электрическая схема управления ЭОП.



симметричным относительно земли напряжением 3 кв. В момент срабатывания развертки конденсатор разряжается на разрядную лампу L_7 ; уменьшающийся на его обкладках потенциал передается через разделительные емкости C_{24} и C_{46} на пластины горизонтального отклонения ЭОП. Постоянство потенциала управляющей сетки лампы L_7 во время развертки обеспечивается тиратроном L_6 и емкостью C_{19} .

Блок затвора формирует прямоугольный импульс напряжения амплитудой 3 кв. Этот импульс попадает через разделительные конденсаторы C_{27} , C_{28} и демпферные сопротивления R_{39} , R_{38} на затворные и компенсационные пластины. Длительность импульса определяет время экспозиции и регулируется сопротивлением C_{93} .

Фронт импульса формируется тиратроном L_4 , а хвост — тиратроном L_5 . Поскольку для зажигания тиратрона L_4 требуется управляющий импульс с крутизной переднего фронта 500 в/мксек, в блоке синхронизации предусматривается специальный тиратрон L_3 , который формирует такой импульс уже после задающих цепей.

Блок синхронизации приводится в действие внешним синхронизирующим импульсом напряжения, поступающим на катод тиратрона L_1 и через конденсатор C_3 на управляющую сетку тиратрона L_2 , чем осуществляется синхронизация включения блока развертки и блока затвора. Для запуска прибора от руки служит кнопка «пуск», при замыкании которой отпирающийся потенциал подается на сетку тиратрона L_2 .

Питание прибор получает от сети переменного напряжения 220 в. Выпрямитель собран по схеме удвоения напряжения на германиевых диодах ДГ-Ц24. Выпрямленное напряжение через сглаживающий фильтр D_{p1} и C_{41} подается на проходную лампу L_8 электронного стабилизатора напряжения. Малейшие изменения величины выпрямленного напряжения по отношению к опорному напряжению стабилитронов L_9 , L_{10} при колебаниях напряжения сети или изменении тока нагрузки усиливаются пентодом 6Ж3П (L_{11}) и подаются на сетку регулирующей лампы L_8 , которая, изменения свое сопротивление, обеспечивает постоянство выпрямленного напряжения.

Источником высокого напряжения служит повышающий трансформатор, первичная обмотка которого включена в схему самовозбуждающегося генератора и является частью его контура. Применение напряжения высокой частоты позволяет существенно уменьшить индуктивность трансформатора и упрощает его конструкцию.

Выпрямленное напряжение подается на два плеча высокоменного делителя, с которого снимается напряжение для питания ЭОП и других блоков прибора.

Прибор выполнен в виде портативной конструкции размером 260 × 500 × 600 м.м.

3. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

a. Электронные осциллографы

Для регистрации тока и напряжения в разрядном промежутке служили электронные осциллографы различных конструкций, однолучевые и двухлучевые осциллографы с холодным катодом. С 1944 г. в лаборатории ВГР конструировались высокоскоростные осциллографы с электронно-лучевыми трубками с горячим катодом, при помощи которых регистрировались газоразрядные процессы [11, 12, 15]. Один из разработанных в лаборатории ВГР скоростных осциллографов имеет две электронно-лучевые трубы для одновременной записи различных процессов [3]. Принципиальная электрическая схема аппарата изображена на фиг. I.19.

Высокое напряжение на электронно-лучевые трубки L_3 и L_4 поступает от блока питания, содержащего высоковольтную выпрямительную установку (TP_1 , L_1 , L_2 , C_4 , C_5), работающую по схеме удвоения, емкостно-омический фильтр (R_1 , R_2 , C_1-C_3), сглаживающий пульсацию напряжения, и высокоомный делитель (R_6-R_{30}) (сопротивление порядка 1 Мом на 1 кв напряжения), служащий для распределения напряжений по электродам трубок.

Ускоряющее напряжение выбрано равным 15 кв. Такое напряжение достаточно, чтобы регистрировать без заметного искажения относительного фактора инверсии [11] частоты до 300 Мгц, и обеспечивает скорость записи около $15 \cdot 10^3$ км/сек.

Временная развертка собрана на генераторном пентоде ГУ-50 (L_{10}), работающем в импульсном режиме. Время горизонтального отклонения можно регулировать в пределах 0,05—200 мксек на весь экран. Разрешающая способность временной развертки достигает $0,5 \cdot 10^{-9}$ сек/м.м. Скорость временной развертки можно менять плавно и грубо—плавно изменением напряжения на экранной сетке потенциометром R_{49} , а грубо — путем переключения разрядных конденсаторов C_2-C_{31} . Пока пентод L_{10} заперт отрицательным напряжением смещения сетки, разряд не может состояться. Запирание устраниется только после попадания импульса тиатрона L_8 через конденсатор C_{23} на сетку пентода.

Разрядный ток, проходящий через пентод, разряжает емкость нагрузки и создает падение напряжения на сопротивлении R_{48} , которое через разделительный конденсатор C_{26} передается на пластины времени.

Самым существенным требованием, предъявляемым к блоку развертки, является линейность горизонтального отклонения, достигаемая наличием постоянного разрядного тока пентода.

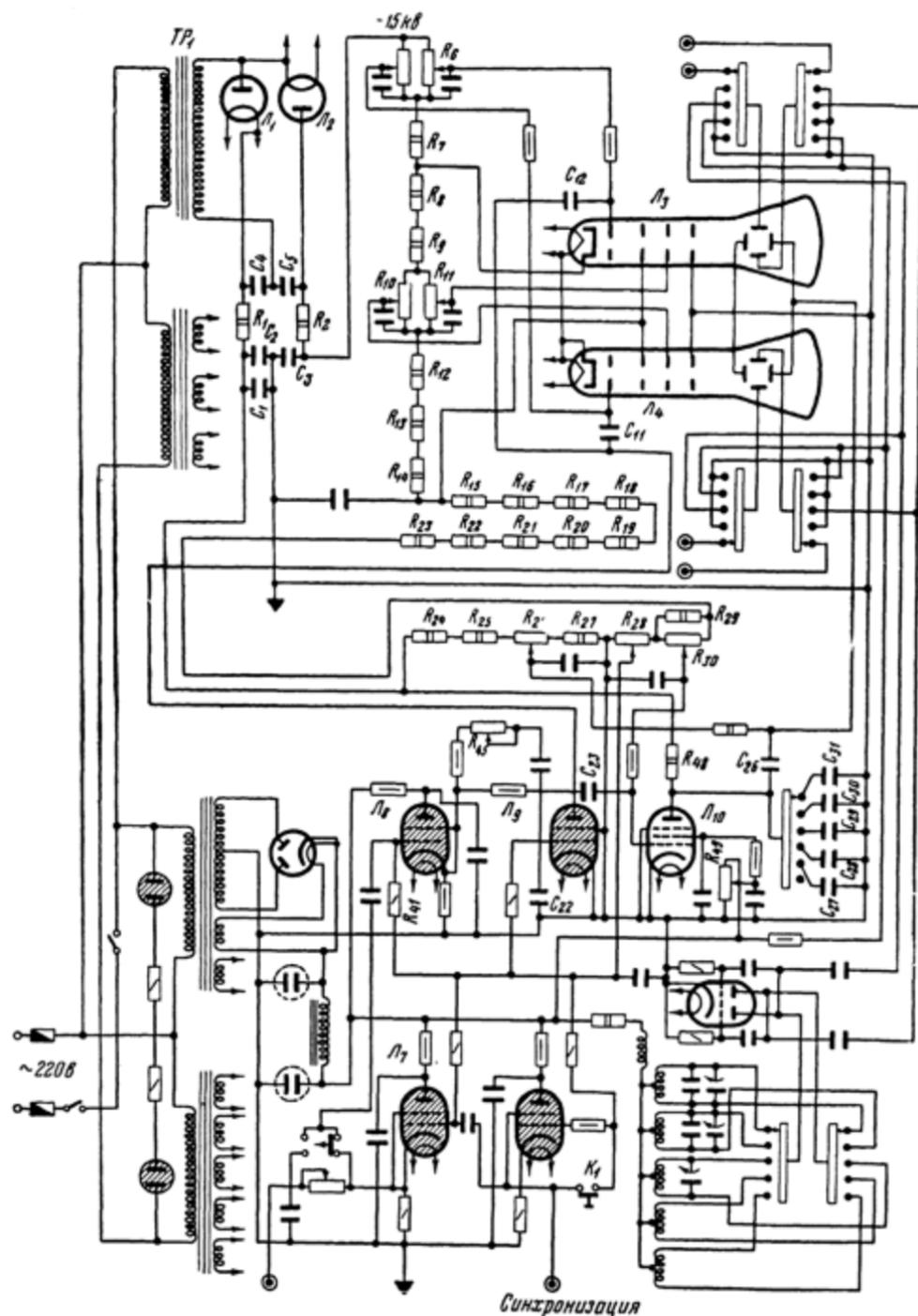
Выполнение этого требования обусловливает постоянное напряжение смещения сетки в динамическом режиме. Следовательно, для управления разрядной лампой временной развертки требуются прямоугольные импульсы напряжения. Точно такие же импульсы требуются для кратковременного отпирания электронных лучей (импульсы подсветки). Указанные импульсы, возникающие на сопротивлении R_{41} и аноде тиатрона L_9 при отпирании тиатрона L_8 , имеют практически прямоугольный фронт и амплитуду около 400 в, равную напряжению на конденсаторе C_{20} . Длительность импульса определяется моментом зажигания тиатрона L_9 , шунтирующего сопротивление R_{41} , и регулируется при помощи нелинейного сопротивления R_{45} , определяющего время перезарядки конденсатора C_{22} , подсоединеного к сетке тиатрона L_9 .

Импульс подсветки на модуляторы электронно-лучевых трубок поступает через разделительные конденсаторы C_{11} и C_{12} , а на управляющую сетку лампы L_{10} — через разделительный конденсатор C_{23} . Использование одного и того же импульса для запуска временной развертки и для открывания лучей обеспечивает, кроме упрощения схемы, жесткую синхронизацию работы осциллографа.

Для пуска схемы замывают кнопку управления K_1 или подают внешний управляющий импульс на зажим «синхронизация». При этом введение в схему дополнительного тиатрона L_7 позволяет осуществить пуск осциллографа не только положительным, но и отрицательным импульсом.

Отдельные узлы схемы расположены так, чтобы там, где это имеет существенное значение, например между контуром развертки и пластинами временного отклонения или между контуром изучаемого процесса и пластинаами явления, провода были короткими.

Благодаря рациональному расположению отдельных узлов и комбинированному питанию некоторых блоков размеры осциллографа невелики ($580 \times 450 \times 325$ мм).



Фиг. I.19. Электрическая схема двухтрубочного электронного осциллографа

b. Методы осциллографирования

При осциллографировании импульсного тока разряда часто применялась схема в принципиальном виде, изображенная на фиг. I.20. Здесь R_T — тормозное сопротивление; P_1 — металлическая плоскость; R_i — активное сопротивление, с которого напряжение подводится к пластинам электронного осциллографа \mathcal{EO}_2 ; S_0 — искровой промежуток, образованный электродами с—п или с—с; P_2 — плоскость нулевого потенциала («земля»).

Измерение тока лидерной стадии. Развивающийся в разрядном промежутке лидер представляет собой нестационарный электромагнитный процесс, в котором ток проводимости, текущий через образованный канал лидера, замыкается током смещения в пространстве между головкой лидера и плоскостью. Естественно, что токи смещения попадают на измерительную плоскость P_1 лишь частично, и притом из-за сложной конфигурации токовых линий в пространстве нельзя рассчитывать на пропорциональное изменение величины измеряемого тока при продвижении головки лидера к плоскости P_1 .

К данной схеме измерения лидерного тока может быть применено уравнение

$$U = U_0 + \frac{1}{R_i C} \int U_0 dt, \quad (3)$$

где C — емкость плоскости P_1 относительно земли; U_0 — напряжение, регистрируемое осциллографом. Как показывает уравнение (3), для получения зависимости $U = f(t)$ осциллограмма $U_0 = f(t)$ должна подвергнуться довольно сложной обработке.

На фиг. I.20 показана и другая схема регистрации. Шунт R для измерения лидерного тока осциллографом \mathcal{EO}_1 включен в цепь со стороны высоковольтного электрода. При этом весь ток проводимости лидера проходит через шунт.

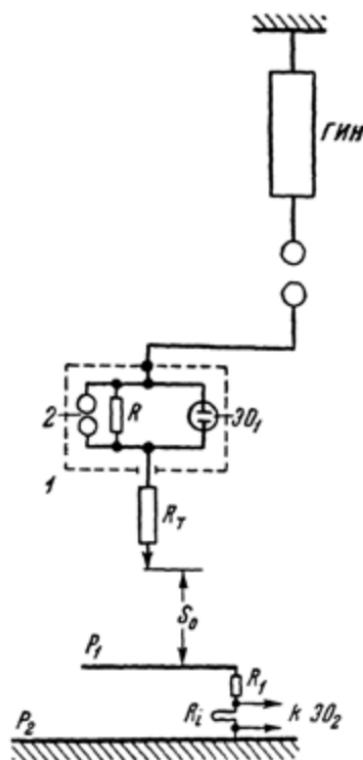
Известны случаи регистрации тока импульсной короны на стороне высокого потенциала [13]. Разработанная в лаборатории ВГР осциллографическая установка [1] в подвесной кабине позволила зарегистрировать весь процесс развития лидера под высоким потенциалом.

Кабина (фиг. I.21) размером $2 \times 1 \times 1,3 \text{ м}^3$ была обтянута металлической сеткой, что обеспечивало безопасность экспериментатора и экранировку измерительной схемы.

Так как измерения производились под высоким потенциалом, присоединение аппаратуры к электрической сети не представлялось возможным.

Электронный осциллограф получал питание переменным напряжением через преобразователь от батареи аккумуляторов, находившихся в кабине.

Осциллограф (цепь временной развертки и цепь отпирания луча)

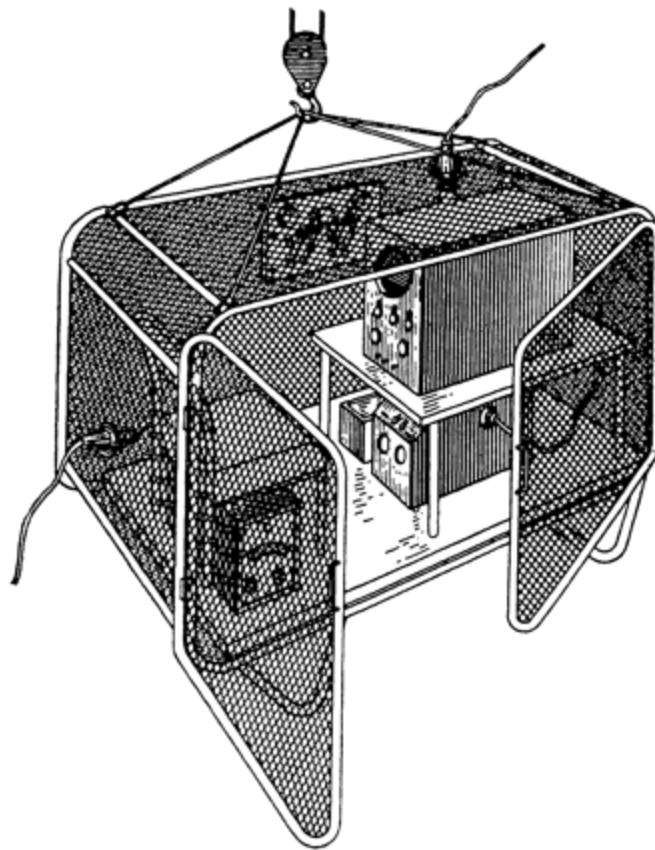


Фиг. I.20. Принципиальная схема осциллографирования тока разряда (измерение на «земле» и под потенциалом).

1 — кабина; 2 — разрядный промежуток

включался подачей зажигающего импульса напряжения от сопротивления R_T .

Чтобы иметь представление о начальной стадии разряда, иногда для записи тока последовательно включались два шунта, из которых один больший, в момент достижения током определенной величины замыкался накоротко искровым промежутком.



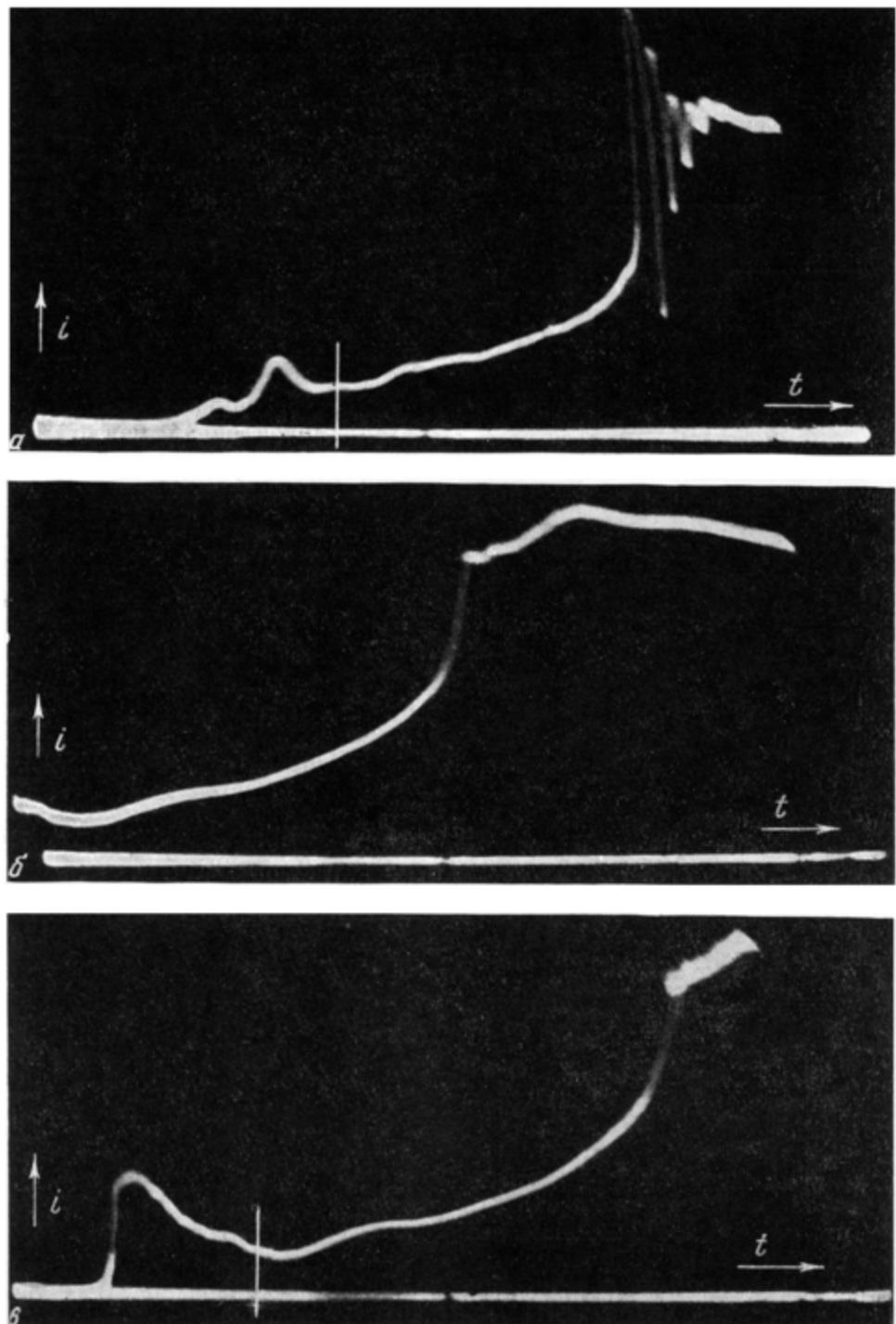
Фиг. I.21. Подвесная кабина с установленным в ней электронным осциллографом (деталь фиг. I.2).

При описанном способе синхронизации начало явления на осциллограммах будет отсутствовать, так как существует конечная длительность срабатывания схемы запуска осциллографа. Практически это время (от момента начала тока до момента начала развертки) оказалось приблизительно равным 8 мксек.

На фиг. I.22 приведены образцы осциллограмм лидерных токов. Осциллограмма *а* снята при регистрации со стороны потенциала земли, а осциллограммы *б* и *в* — при регистрации под потенциалом ГИН выше тормозного сопротивления.

Как видно, часть, отмеченная стрелками на осциллограммах *а* и *в*, отсутствует на осциллограмме *б*, что получается вследствие позднего включения осциллографа.

При тормозных сопротивлениях до 5000 ом такое запаздывание включения осциллографа оказывается уже неприемлемым, так как весь лидерный процесс длится от единиц до десятков микросекунд. Кроме того, по методике изучения лидерной стадии разряда необходимо точное сравнение осциллограмм тока, снятых одновременно при регистрации «сверху»



Фиг. I.22. Осциллограммы тока, снятые:

a — в схеме фиг. I.20 (Θ_0); *b* — в схеме фиг. I.20 (Θ_0); *c* — в схеме фиг. I.20 (Θ_0) при синхронизации при помощи ФЭУ

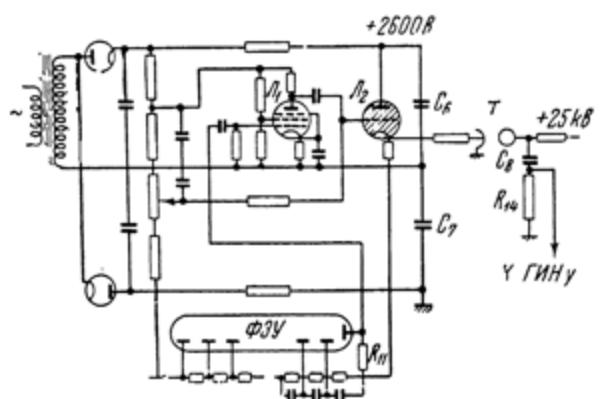
(под потенциалом ГИН и «снизу» (под потенциалом земли), которое возможно при наличии на осциллографах начала развития разряда. Поэтому необходимо было создать соответствующую схему синхронизации, в которой ГИН и осциллограф включаются независимым от них устройством, управляемым экспериментатором.

Трудность создания такой схемы заключается в невозможности гальванической связи кабины с землей. Поэтому встал вопрос об использовании какого-либо физического процесса с превращением его в конечной стадии в импульс напряжения, служащего для включения ГИН и запуска осциллографа.

Таким физическим процессом могут быть радиоволны и свет. Для синхронизации ГИН с осциллографом при измерении токов на высоком потенциале использовали схему, приведенную на фиг. I.23. В кабине 3 установлены осциллограф $\mathcal{E}O$, его блок питания 1, разрядный промежуток 4, при прохождении которого синхронно с запуском осциллографа $\mathcal{E}O$ выделяется импульс световой энергии. Фотоэлектронный умножитель $\Phi\mathcal{E}U$, расположенный на земле, преобразует его в импульс напряжения, последний поступает в преобразовательное устройство 2, на выходе которого получается импульс напряжения с крутым фронтом и амплитудой порядка 25 кв, необходимый для включения ГИН.

Фиг. I. 23. Блок-схема синхронизации при помощи импульсов света

Работа преобразовательного устройства (фиг. I.24) происходит следующим образом. Импульс света, попадая на фотокатод $\Phi\mathcal{E}U$, вызывает

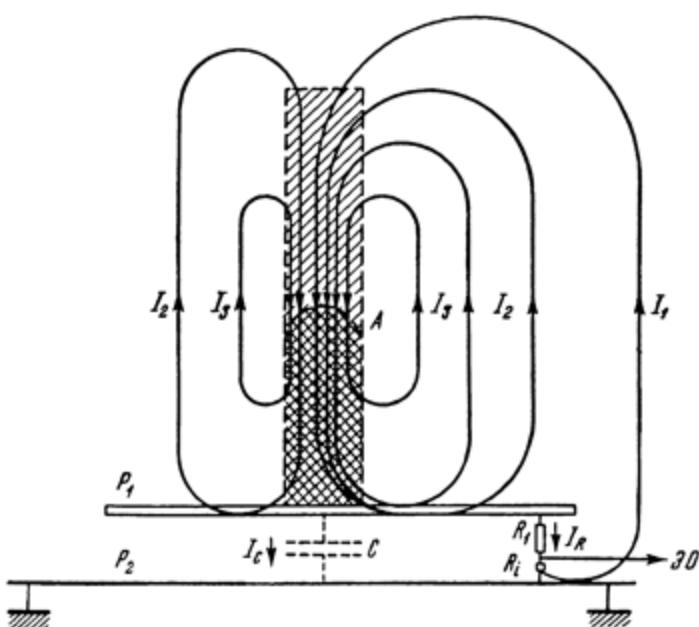


Фиг. I. 24. Практическая схема синхронизации

реакцию фотоэлектронного умножителя. Вследствие этого на сопротивлении R_{11} выделяется отрицательный импульс напряжения. В статическом состоянии пентод L_1 нормально открыт, тиаратрон L_2 закрыт. Конденсаторы C_6 и C_7 заряжены до напряжения 1300 в. Запальный электрод искрового реле¹ T находится под напряжением 1300 в, которого недостаточно для срабатывания тригатрона. Отрицательный импульс с ФЭУ

¹ Искровое реле было сконструировано автором в 1937 г. (Введение [30]). В дальнейшем эта конструкция получила название тригатрона.

поступает на сетку L_1 , вызывая его закрытие, и на его аноде возникает положительный импульс, который открывает тиатрон L_2 . В результате к запальному промежутку тригатрона оказывается приложенным напряжение 2600 в, промежуток пробивается и тригатрон срабатывает. Конденсатор C_8 , заряженный до 25 кв, разряжается, и на сопротивлении R_{14} выделяется импульс с крутым фронтом и амплитудой 25 кв, достаточный для четкого запала ГИН. После этого схема возвращается в свое исходное состояние, т. е. пентод L_1 открыт, тиатрон L_2 закрыт, и готова к повторному действию.



Фиг. I. 25. Схематическое распределение линий тока в качестве разряда

A — головка главного канала

При помощи описанной выше схемы синхронизации были получены полные осциллограммы лидерных токов, регистрируемых выше тормозного сопротивления под напряжением ГИН. Одна из таких осциллограмм представлена на фиг. 1.22 в. Как видно из осциллограммы, развертка времени осциллографа начинается раньше, чем изучаемый процесс, т. е. от момента открытия луча до начала регистрации процесса (выбег луча) протекает некоторое время, которое в зависимости от выбранной скорости развертки можно регулировать, изменяя параметры цепи задержки включения осциллографа. Описанную методику измерения лидерного тока на высоком потенциале с успехом применяли в лаборатории ВГР.

Измерение тока главной стадии. Регистрация тока, протекающего через канал, представляет весьма большие трудности вследствие особенностей распределения тока изучаемого процесса, а также и методологических и инструментальных погрешностей.

Так как ток, протекающий в названной стадии, обусловлен нейтрализацией некоторого количества электричества, вносимого в искровой промежуток в лидерной стадии, ток главного канала не является сквозным током контура.

В нейтрализации зарядов лидера канала должны участвовать за-

1.25), где схематически показано распределение токовых линий, возникающих в этой стадии разряда.

Можно заключить, что осциллографироваться будет лишь та часть тока (I_R) канала I_k , которая вызывается протеканием зарядов с плоскости P_2 через сопротивление R_i в искру. При этом емкостная составляющая I_c тока I_1 , протекающего через P_2 , не регистрируется. Расчеты, выполненные для случая плоскостей $P_1 = 3 \times 3 \text{ м}^2$ и $P_2 = 8 \times 8 \text{ м}^2$ при $C = 460 \text{ пФ}$, $R_1 + R_i = 56 \text{ ом}$, в которых учитывается форма импульса тока, измеренного осциллографом, показали [14], что I_R благодаря наличию емкости C составляет 56% от I_1 ; эта величина хорошо подтверждается опытами, выполненными в широких пределах изменения $(R_1 + R_i)C = 0,02 \div 0,115 \text{ мксек}$. Экстраполяция значений I_1 к константе $(R_1 + R_i)C = 0$ показывает, что замеры при $(R_1 + R_i)C = 56 \text{ ом} \times 400 \text{ пФ}$ (практические значения параметров) и $R_T = 100 \text{ ком}$ приводят к уменьшению I_1 приблизительно в 1,8 раза.

Часть тока I_2 , поступающая в канал, в связи с протеканием в него зарядов с плоскости P_1 будет тем значительнее по сравнению с частью тока I_1 , чем больше размеры плоскости P_1 по сравнению с размерами плоскости P_2 . Это положение было подтверждено опытами.

Нужно подчеркнуть, что определенная часть тока (I_3), протекающая в канале разряда, может быть обусловлена движением зарядов, возникающих на головке канала и быстро воссоединяющихся. Доказательством этого положения могут служить токи, протекающие в ступенчатом лидере молнии. При возникновении ступени в момент, когда головка лидера находится в разрядном промежутке над плоскостью P_1 , происходит, как известно, яркая вспышка, что указывает на появление волны тока, который возникает без контакта с электродами.

Резюмируя, можно отметить, что зарегистрированный осциллографом при помощи шунта импульс тока в условиях обычно применяемых схем не отображает истинного тока, протекающего в главном канале. Для более правильного измерения тока в главном канале необходимо было бы уменьшить поверхности плоскости P_1 , переходя в пределе к стержневому электроду. Однако такой переход означает замену разрядного промежутка с — п промежутком с — с. Принимая для исследуемого процесса разрядный промежуток, образованный стержнем и плоскостью, необходимо, следовательно, считаться с наличием отмеченного выше эффекта неточного замера канального тока. При этом следует вводить соответствующие поправки, которые для каждого частного случая могут быть установлены, например, описанным выше методом.

4. МЕТОД КОСВЕННОЙ РЕГИСТРАЦИИ ИМПУЛЬСНОГО ТОКА ПОД ВЫСОКИМ ПОТЕНЦИАЛОМ

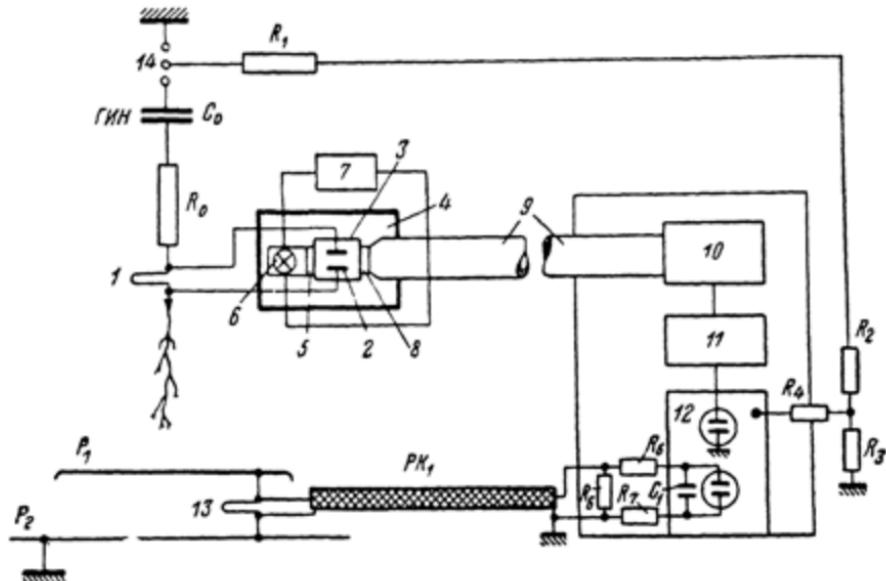
Из-за большого веса измерительной кабины ее удалось подвесить только выше тормозного сопротивления, что затрудняло измерение тока непосредственно с высоковольтного электрода. В связи с этим в лаборатории ВГР был разработан метод косвенной регистрации импульсного тока под высоким потенциалом [10].

В этом случае под высоким потенциалом находится только измерительный шунт и устройство, превращающее изменение падения напряжения на измерительном шунте в изменение светового потока, который можно при помощи фотоумножителя и усилителя регистрировать осциллографом, не находящимся под высоким потенциалом.

В качестве устройства, позволяющего превратить изменение лидерного тока в изменение светового потока, использовали ячейку Керра, на электроды которой подавалось напряжение от измерительного шунта.

Зависимость между световым потоком, пропускаемым ячейкой, и напряжением, приложенным к ее электродам, нелинейна и имеет характер, показанный на фиг. I.6. Если размеры электродов ячейки выбраны правильно, то можно добиться, чтобы рабочий диапазон измерительного шунта приходился на почти прямолинейный участок характеристики ячейки.

Как практически безынерционный прибор (время действия 10^{-8} — 10^{-9} сек), ячейка обеспечивает не искаженное по времени превращение электрического импульса в световой. Емкость ячейки Керра (около 100 пФ)



Фиг. I.26. Принципиальная схема осциллографирования тока под высоким потенциалом косвенным методом

подсоединяется параллельно измерительному шунту и не играет сколько-нибудь заметной роли, так как для компенсации индуктивности измерительного шунта требуется подсоединение в 1000 раз большей емкости.

Принципиальная схема осциллографирования тока под высоким потенциалом косвенным методом изображена на фиг. I.26. Падение напряжения, вызываемое током, протекающим через шунт 1, подается к электродам 2 ячейки 3, помещенной в светонепроницаемой эbonитовой оболочке 4. Перед поляроидом 5 помещается лампочка 6, питаемая от источника 7. Против второго поляроида 8 помещается длинная бакелитовая трубка 9, через которую подводится модулированный световой поток от ячейки к фотоэлектронному умножителю 10 и усилителю 11.

Усиленный сигнал регистрируется двухтрубочным электронным осциллографом 12, вторая трубка которого одновременно записывает ток посредством шунта 13 со стороны низковольтного электрода. Таким образом, этот метод позволяет иметь синхронные осциллограммы тока со стороны высоковольтного и низковольтного электродов. Синхронизирующий импульс для запуска электронного осциллографа подается от запальных шаров 14.

Так как при получении осциллограммы тока использовался нелинейный элемент (ячейка Керра), то, чтобы иметь возможность удобно обрабатывать осциллограмму тока, чувствительность осциллографической трубки, регистрирующей ток под высоким потенциалом, проградуирована непосредственно по величине напряжения, прикладываемого к электродам

ячейки Керра. При такой градиуровке учитывается чувствительность всех элементов, входящих в измерительную систему. Поскольку ячейка Керра не рассчитана на работу при постоянном напряжении, градиуровку производили при помощи генератора прямоугольных импульсов, собранного на водородном тиратроне ТГИ1-130/10.

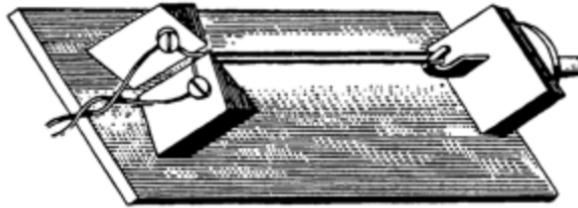
Большое значение имеет качество применяемых поляроидных дисков. Применялись специально отобранные пары, хорошо закрывающие свет. В противном случае световой поток, проходящий через ячейку Керра, при отсутствии измеряемого тока мог вызвать очень большую постоянную составляющую тока fotoумножителя и нарушить его нормальную работу.

Рассмотренный метод косвенной регистрации импульсного тока позволяет измерять ток не только непосредственно у высоковольтного электрода, но и на некотором расстоянии от него.

Для измерения тока под высоким потенциалом применялись и другие методы. Так, описан [16] фотомагнитно-электрический преобразователь, идея которого аналогична описанной выше, однако в качестве модулятора был использован магнитно-оптический эффект Фарадея — вращение плоскости поляризации света под действием магнитного поля.

5. ШУНТЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТОКА

Существенным элементом измерительной схемы является шунт, представляющий собой активное сопротивление, напряжение от которого, вызванное протекающим током, подводится к отклоняющим пластинам электронного осциллографа.



Фиг. 1.27. Петлевой шунт.

Основным условием точной записи формы тока является постоянство сопротивления шунта. В действительности из-за наличия паразитных величин, в первую очередь индуктивности, шунт характеризуется некоторой постоянной времени.

Различают петлевые шунты и цилиндрические (или тубулярные). Одна из конструкций петлевого шунта изображена на фиг. 1.27 [17].

Как видно, конструкция шунта такова, что активное сопротивление R и индуктивность L на единицу длины петли остаются неизменными для шунтов любой длины. Следовательно, для активных шунтов различной длины (при неизменной конструкции их) всегда остается постоянное соотношение L/R .

Снимаемая с R_i разность потенциалов подается по коаксиальному кабелю на вход осциллографической схемы. На выходе кабеля устанавливается согласующее сопротивление, равное волновому сопротивлению кабеля.

Параллельно отклоняющим пластинам осциллографа подключается емкость C_k , назначение которой — компенсировать индуктивность измерительного шунта [18] (емкость отклоняющих пластин явления осциллографа $C_n \approx 5 \text{ пФ}$).

Условие компенсации:

$$\frac{L_i}{R_i} = R_g C \quad (R_g = R_{g1} + R_{gn}; \quad C = C_k + C_n). \quad (4)$$

Принципиальная схема шунта цилиндрического типа показана на фиг. I.28.

Измеряемый ток i вступает в медный фланец A и оттуда по тонкому цилинду R (из металла с большим удельным сопротивлением) проходит к заземленному фланцу B . Падение напряжения в цилиндре R при помощи осевого проводника ab выводится коаксиальным кабелем K к отклоняющим пластинам электронного осциллографа. При бесконечно тонких стенках цилиндра его потокосцепление равно потокосцеплению измерительного провода, в связи с чем выходное напряжение, передаваемое в коаксиальный кабель:

$$u_{\text{вых}} = iR + (L - M) \frac{di}{dt}, \quad (5)$$

где L — индуктивность цилиндра; M — взаимная индукция между цилиндром и измерительным проводом, переходит в выражение $u_{\text{вых}} = iR$; при этих условиях, следовательно, шунт будет передавать явления неискаженно.

Константа шунта, обусловленная конечной толщиной d стенки цилиндра, определяется выражением

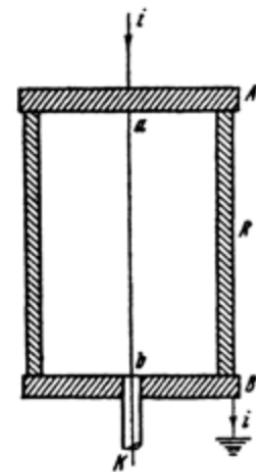
$$T_0 = 0,2 \frac{d^2}{\rho} \quad [\text{мкsec}],$$

где ρ — удельное сопротивление материала цилиндра в $\text{ом} \cdot \text{мм}^2/\text{м}$.

В практических конструкциях шунтов константу шунта T_0 удается получить равной 10^{-8} — 10^{-9} сек. T_0 называют «временем» ответа.

Анализ показывает, что для точного воспроизведения фронта волны тока длительностью T_f , достаточно условие $T_0 \leq 0,1 T_f$. Помимо самого шунта, в передаче напряжения к отклоняющим пластинам играет роль коаксиальный кабель, его концевое сопротивление, делитель напряжения, паразитная емкость. Для больших токов был сконструирован шунт [19] из константановой ленты сечением $2,5 \times 0,25$ см и длиной 25,25 см при сопротивлении $R_i = 2 \cdot 10^{-3}$ ом (фиг. I.29). Шунт выбранного сечения при разряде генератора ($R = 7,5 \cdot 10^{-3}$ ом и $C = 34,3$ мкФ), заряженного до $U_0 = 62$ кв, нагревается до температуры 206° .

Благодаря малому температурному коэффициенту ($\lambda = 0,00004$ $1/^\circ\text{C}$) с изменением R_i можно не считаться.



Фиг. I. 28. Принципиальная схема цилиндрического шунта

6. РЕГИСТРАЦИЯ НАПРЯЖЕНИЯ

a. Осциллографирование при помощи делителя

На разрядном промежутке напряжение u_t регистрировалось при помощи омического и емкостного делителей. Принципиальная схема осциллографирования емкостным делителем (б) приведена на фиг. I.30. Здесь же для полноты картины показаны схемы измерения тока как под высоким потенциалом (а), так и в заземленном электроде (в).

Электродом высокого напряжения делителя служил металлический шар диаметром 150 см, а приемным электродом — диск диаметром 45 см, оклеенный станином, с закругленными наружными краями.

Приемный электрод делителя соединяется коротким воздушным кабелем с конденсатором, напряжение с которого непосредственно снималось на пластины явления электронного осциллографа.

Делитель располагали таким образом, чтобы на него не влиял генератор импульсных напряжений и заземленные объекты, которые могли искажать у делителя коэффициент деления.

Воспроизведение u_t емкостными делителями обычных типов имеет специфические особенности. Подсоединение шара к разрядному промежутку увеличивает его емкость, что оказывает влияние на изучаемый процесс. В лидерной стадии при напряжении ГИН U_0 , близком к минимальному импульсному промежутку ($U_{0\min}$), емкостный делитель удовлетворительно воспроизводит u_t и при малых R_T слабо влияет на изучаемый процесс. Однако при увеличении отношения $U_0/U_{0\min}$ предразрядное время уменьшается, изменения u_t делаются более быстрыми и влияние энергии, запасенной в делителе, на лидерный процесс усиливается. Влияние емкостного делителя на канальную стадию разряда столь существенно, что исключает применение делителей существующих конструкций.

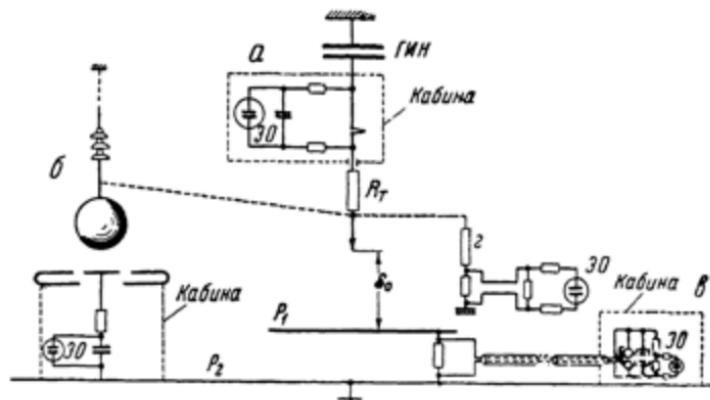
Омический делитель изготавлялся из проволоки с бифильярной намоткой. На фиг. 1.30 показана схема омического делителя (г) и его присоединение к осциллографу.

Влияние делителя на лидерный и канальный процессы значительно слабее вследствие незначительной его емкости.

Существенные искажения омический делитель может вносить при быстрых изменениях u_t , наступающих в области времен, предшествующих завершению роста лидера, и, особенно, в канальной стадии. Этому вопросу уделяется конструированию как высоковольтного, так и низковольтного плеч делителя. В каждом конкретном случае измерений принимались меры к тому, чтобы влияние паразитных емкостей делителя и его индуктивности не вносило существенных искажений в осциллограммы.

Для оценки воспроизводящей способности делителей, т. е. сохранения постоянства коэффициента деления, принимается время ответа T_0 . В практически осуществляемых намотках делителей напряжения удаётся доводить T_0 до десятых и сотых долей микросекунды. Для характе-

ристики погрешностей в записи волны напряжения делителем с константой T_0 укажем, что при осциллографировании импульса напряжения, срезанного на фронте при времени T , амплитудная ошибка в записи составит $\frac{T_0}{T} \cdot 100\%$.



Фиг. 1.30. Схема регистрации тока сверху (a), осциллографирование напряжения емкостным делителем (б), керрографирование (в), делитель напряжения (-)

Время T_0 можно определить методом единичного прямоугольного импульса, подаваемого на высоковольтное плечо делителя и осциллографируемого на низковольтном элементе.

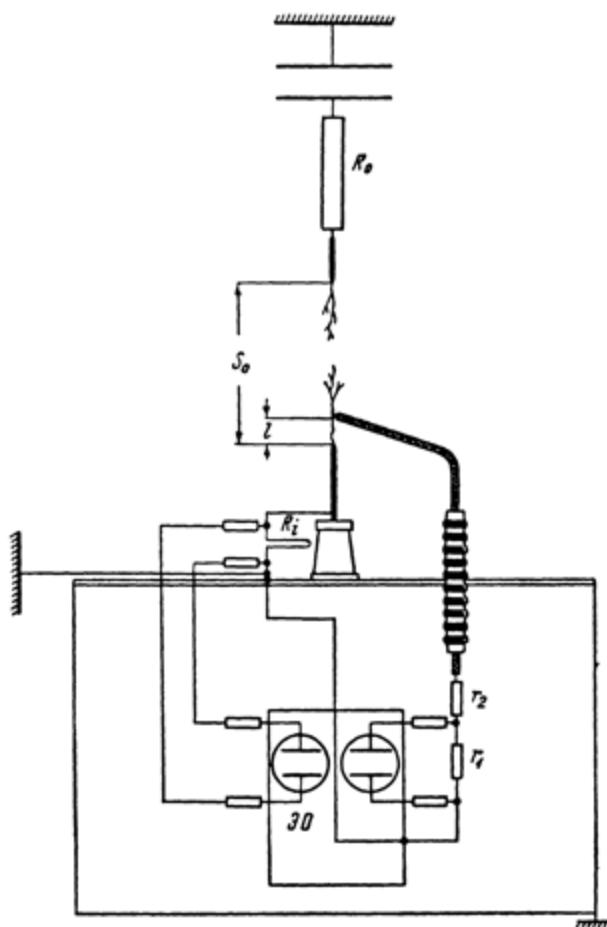
б. Метод зондов

В лаборатории ВГР был разработан метод экспериментального определения продольных градиентов лидера [3] при помощи зонда.

Принципиальная схема определения продольных градиентов в канале лидера представлена на фиг. 1.31. Чтобы иметь лидер, развивающийся с заземленного электрода, использовался промежуток с—с/п при положительной полярности заземленного электрода. Заземленный стержень размещался непосредственно на крыше кабины с осциллографом, что позволило иметь короткие измерительные концы. Электрод, служивший зондом, размещался над заземленным стержнем на регулируемом расстоянии l и отделялся от земли сопротивлением $r_2 + r_1$ около 20 к Ω , которое служило также делителем для подвода измеряемого напряжения к пластинам явления двухлучевого осциллографа ЭО, вторая трубка которого использовалась для регистрации тока в шунте R_1 . Омический делитель для защиты от воздействия поля ГИН помещался внутри кабины.

После срабатывания ГИН и появления напряжения на верхнем стержне лидеры начинали развиваться как с нижнего стержня, так и с зонда. Поскольку сопротивление в цепи зонда было значительным, между стержнем и зондом возникала разность потенциалов, достаточная для пробоя промежутка l . До образования проводящего канала между стержнем и зондом напряжение, подаваемое на пластины явления, настолько велико, что луч уходит за пределы экрана. Коэффициент деления делителя выбран с таким расчетом, чтобы после образования лидерного канала между стержнем и зондом получить на экране достаточное для отсчета отклонение электронного луча. Таким образом, удалось избежать применения нелинейных элементов в измерительной цепи, а постоянная времени измерительной цепи получалась равной 0,025 мксек.

Зондом служила никромовая проволока диаметром 1 м.м с надетой на нее резиновой изоляцией от провода магнето, что обеспечивало касание лидерного канала лишь в определенной точке зонда. С делителем напряжения зонд соединялся никромовой проволокой диаметром 0,1 м.м с общим сопротивлением 60 о.м, пропущенной сквозь крышу кабины осциллографа через втулку, выточенную из органического стекла.



Фиг. 1.31. Принципиальная схема определения продольных градиентов в канале лидера

При наладке такой схемы большое значение имеет правильное соединение всех подводящих концов. Наилучшие результаты были получены после подсоединения всех заземленных концов в одну точку и включения в измерительные концы демпфирующих сопротивлений.

Чтобы судить о возможности определения градиентов при помощи зонда, необходимо рассмотреть факторы, влияющие на его работу.

Любое тело, находящееся в соприкосновении с ионизированным газом, принимает вследствие образования на нем поверхностного заряда потенциал, отличный от потенциала газа в данной точке.

Численное значение этого потенциала зависит от внутренних параметров разряда и может достигать 15—20 в [20, 21]. Этот потенциал в случае разряда в газе при среднем и низком давлении представляет значительную долю полной разности потенциалов, приложенной к электродам, поэтому простой зонд, соединенный с электростатическим вольтметром,

ром или электрометром, не может служить для сколько-нибудь точного определения потенциала в той точке разрядного промежутка, где этот зонд введен в газ.

Контактная разность потенциалов зонда в плазме дуги, горящей при давлении 1 ат, составляет 3,05 в. При длине промежутка 2 см погрешность из-за контактной разности потенциалов составляет около 1%.

Изучение зависимости напряжений на зонде от длины канала для различных моментов времени подтвердило, что приэлектродное напряжение мало по сравнению с градиентами в канале.

Анализ фотографий незавершенных разрядов показал, что зонд влияет на яркость лидерного канала лишь в начале формирования сильно торможенного лидера, но не оказывает практически влияния на слабо торможенный лидер. С другой стороны, так как даже при $R_0 = 25$ ком сопротивление канала (на 1 см) на 3 порядка ниже r_2 делителя, ток зонда, по сравнению с основным разрядным током, незначителен. Общая погрешность при измерении зондом, обусловленная неточным определением длины части канала лидера, заключенной между стержнем и зондом, и ошибками при обработке осциллограмм, оценивается в $\pm 10\%$.

Так как емкость зонда относительно земли равна 4—5 пФ, а ток емкости ограничивается сопротивлением 60 ом, зонд не влияет на состояние лидерного канала, образующегося между ним и стержнем. Состояние канала определяется только током лидера, протекающим через канал в данный момент [3].

Чтобы оценить шунтирующее влияние сопротивлений делителя r_1 и r_2 , можно указать, что даже при наибольшей его величине сопротивление участка лидерного канала, на котором замеряется напряжение, на три порядка величин ниже сопротивления делителя и, следовательно, ток на зонд по сравнению с основным разрядным током незначителен. Для проверки работы зондовой схемы результаты определения градиентов в финальной стадии сравнивались с известными результатами, полученными другим методом [8, гл. V], причем сравнение показало близкие результаты.

Таким образом, всесторонняя проверка позволяет считать зондовую схему удовлетворяющей задачам измерения напряжений в канале лидера.

ЛИТЕРАТУРА

- Стекольников И. С. Исследование природы длинной искры. 1. «Изв. АН СССР. ОТН», № 11, 1952.
- Стекольников И. С. Измерение скорости продвижения главного канала высоковольтного разряда. «Докл. АН СССР», 85, № 5, 1952.
- Инков А. Я. Исследование предразрядной стадии длинных искр. Информ. изд. филиала ВИНИТИ ППТО, № Э-57-39/9, 1957.
- Инков А. Я., Стекольников И. С. Оптическое устройство и метод исследования развития длинной искры. Информ. изд. филиала ВИНИТИ ППТО, № П-57-63/3, 1957.
- Beams J. W. A method of obtaining light flashes of uniform intensity and short duration. J. Optic. Soc. Amer., 13, 1926.
- Комельков В. С. Электрооптический затвор взрывного действия. «Приборы и техника эксперимента», № 9, 1956.
- Стекольников И. С., Беляков А. П. Экспериментальное изучение искрового разряда. «Ж. техн. физ.», 8, № 4, 1938.
- Ицхоки Я. С. Импульсная техника. Изд-во «Советское радио», 1949.
- Стекольников И. С. Механизм разряда в длинном промежутке на напряжении промышленной частоты. «Изв. АН СССР. ОТН», № 3, 1957.
- Стекольников И. С., Инков А. Я., Шкилев А. В. Методы регистрации импульсного тока под высоким потенциалом. Информ. изд. филиала ВИНИТИ ППТО, № Э-57-78/13, 1957.
- Стекольников И. С. Электронный осциллограф. Энергоиздат, 1949.
- Стекольников И. С. Импульсная схема питания запаянного осциллографа с горячим катодом. «Электротехника», № 11, 1944.

- Современное состояние катодной осциллографии. «Электричество», № 10, 1946.
Осциллографирование со скоростью записи, близкой к скорости света. «Докл. АН СССР», 54, № 6, 1946.
Импульсная осциллография и ее применение. Изд-во АН СССР, 1949.
Стекольников И. С., Инков А. Я., Чернушенко А. М. Новая система импульсного осциллографа. «Докл. АН СССР», 98, № 6, 1954.
13. Schneider H. H. Untersuchung von Büschelentladungen bei hohen Stoßspannungen. Arch. Elektrotechn., 34, Nr. 8, 1940.
14. Стекольников И. С. К методике регистрации высоковольтного разряда. «Докл. АН СССР», 34, № 6, 1952.
15. См. «Введение» [30].
16. Голодолинский Г. В. Применение эффекта Фарадея для измерения токов. «Электричество», № 8, 1956.
17. Стекольников И. С., Галактионов В. И. Исследование природы длинной искры. III. «Изв. АН СССР, ОТН», № 5, 1954.
18. Ицхоки Я. С. Неискажающая регистрация импульсных токов с помощью катодного осциллографа. «Электричество», № 12, 1938.
19. Стекольников И. С. Сверхмощный генератор импульсных токов. «Докл. АН СССР», 52, № 5, 1946.
20. Langmuir T., Mott-Smith H. Scattering of electron in ionized gases. Phys. Rev., 26, 1925.
21. См. «Введение» [5, 5а].
22. Завойский Е. К., Фанченко С. Д. «Докл. АН СССР», 100, № 4, 1955.
23. Завойский Е. К., Фанченко С. Д. «Докл. АН СССР», 108, № 2, 1956.
24. Браго Е. Н. Лабораторный электронно-оптический хронограф (эпограф) и некоторые результаты его применения для исследования быстропротекающих процессов в высоковольтном газовом разряде. Информ. изд. Филиала ВИНИТИ ИПГО, № П-58-125/5, 1958.
-

ГЛАВА II

ИМПУЛЬСНАЯ ФОРМА КОРОНЫ ДЛИНОЙ ИСКРЫ

Название «корона» связано со зрительным восприятием свечения газа вблизи электрода в промежутках с резко неоднородным полем (с—п, пр—п и т. п.). Это свечение сопровождается шипением или потрескиванием. В основе этого явления лежит ионизация и возбуждение нейтральных частиц газа в промежутке вблизи «коронирующего» электрода с малым радиусом кривизны поверхности. В этой внутренней области, называемой чехлом, происходит самостоятельный электрический разряд. Остальная темная часть промежутка, в которой нет ионизации газа, называется внешней областью короны. Здесь происходит тихий несамостоятельный разряд, поддерживаемый коронирующим слоем—чехлом.

Результатом ионизационных процессов в чехле короны является образование из одного начального электрона лавины электронов. Форма короны, которая характеризуется лишь этим элементом физического процесса, была названа во «Введении» лавинной. Наиболее отчетливо эта форма разряда проявляется при постоянном напряжении. Поэтому она будет рассмотрена более подробно в гл. VII.

Вторая форма короны, упомянутая во «Введении» как импульсная, отличается от лавинной как по внешней структуре, так и механизмом развития и сопровождающими его явлениями. Принципиальными особенностями этой формы разряда являются:

- 1) кратковременность существования;
- 2) дискретность процессов в пространстве;
- 3) образование пространственного структурного элемента ветвистой формы (фиг. II. 1);
- 4) своеобразный механизм развития.

При атмосферном давлении импульсная форма короны образуется в промежутках с резко неравномерным полем на электродах различной формы: остриях, шарах с полированной поверхностью, проводах, острых кромках цилиндров [(2, 9, 30)]

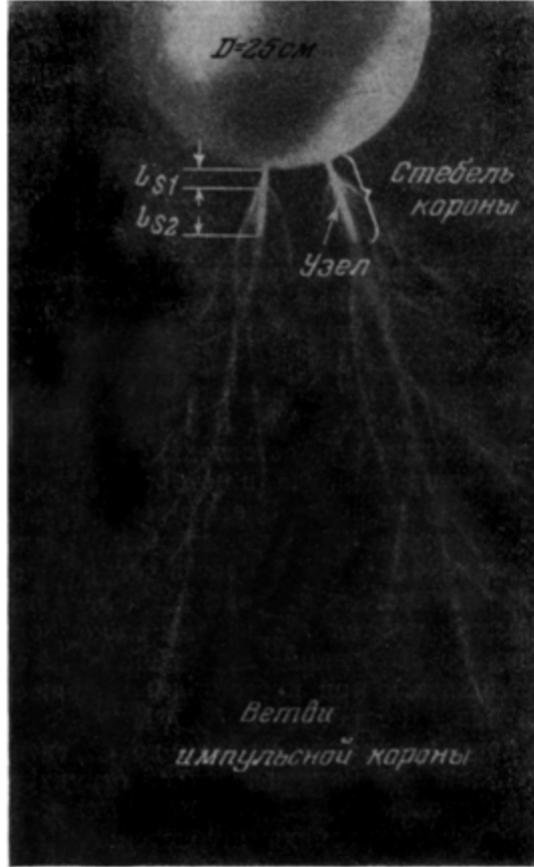
В наиболее чистом виде импульсная корона может быть получена при быстром повышении напряжения на разрядном промежутке, как это происходит в случае импульсного напряжения. При этом с данного участка поверхности проводника элемент короны образуется лишь один раз.

Импульсная корона предшествует лидеру, влияет на его образование и потому заслуживает подробного изучения как первая стадия искры.

В гл. VII и VIII будет показано, что эта же форма короны существует на переменном и постоянном напряжении.

В связи с разработкой методов расчета грозоупорных электропереходов с 1930—1935 гг. стал актуальным вопрос о развитии короны на проводах высоковольтных линий при импульсном напряжении. В частности, определение волновых сопротивлений проводников, находящихся под весьма высокими потенциалами, обусловленными разрядами атмосферного элек-

тричества, а также определение коэффициента связи между проводами при наличии на них короны производится с учетом того, что, вместо действительного радиуса коронирующего проводника, берется некоторый фиктивный радиус, определяемый расчетом ([2], гл. VIII [25, 26])



Фиг. II. 1. Два элемента импульсной короны
 $D = 25 \text{ см}$; $S_0 = 200 \text{ см}$

Роль импульсной короны проявляется в благоприятном для эксплуатации электропередач эффекте, вызывая потерю энергии и снижение амплитуд напряжения опасных электромагнитных волн, распространяющихся вдоль проводов при прямых ударах молнии.

Чтобы получить данные о структуре возникающей короны при очень высоких импульсных напряжениях на проводе, были проведены опыты [1], результаты которых показали, что корона имеет ветвистое строение, а не равномерно ионизированный чехол определенного радиуса.

На проводе, расположенном параллельно земле, под воздействием положительного и отрицательного импульсов с амплитудой напряжения 1000 кВ возникала корона, длина ветвей которой достигала 80 см. При этих условиях можно лишь условно говорить о радиусе чехла короны, понимая под ним среднюю длину ветвей, окружающих провод. При одинаковых амплитудах волны «радиус» зоны, заполненной отрицательной короной, значительно меньше, чем у положительной.

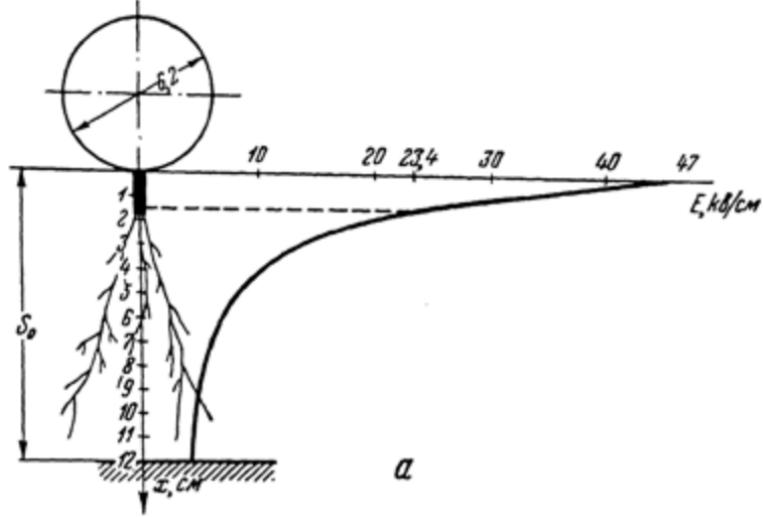
Через несколько лет эти наблюдения были подтверждены Аллибоном [3], который сфотографировал в промежутке +— при напряжении

10^6 в (несколько меньшем разрядного) импульсную корону описанной структуры, простирающуюся на всю межэлектродную длину. Природа импульсной короны подробно изучалась в камере Вильсона [4, 5], в длинных промежутках [6, 7] и между параллельными проводами [8, 9, 22].

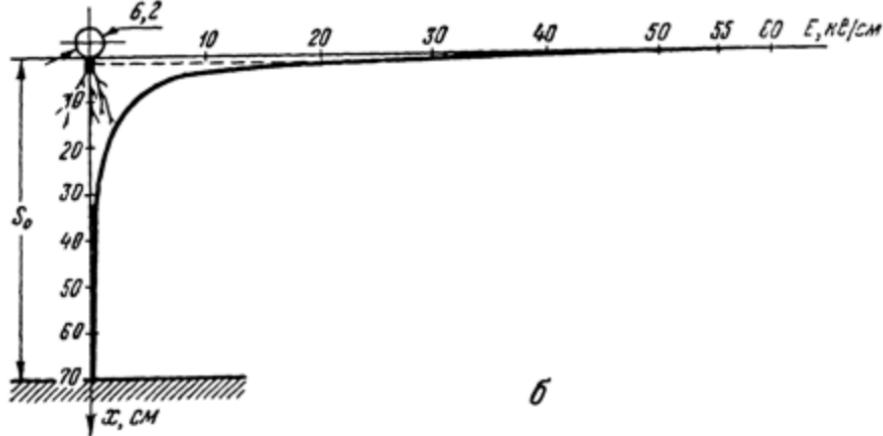
Хотя феноменологически импульсная форма короны была известна давно, систематически ее количественные характеристики, их взаимосвязь и механизм развития начали изучаться лишь в последнее время.

1. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ ИМПУЛЬСНОЙ КОРОНЫ

Для изучения импульсной короны целесообразно применять промежуток ш—п, электростатическое поле которого изучено аналитически, а форма электродов легко воспроизводима.



а



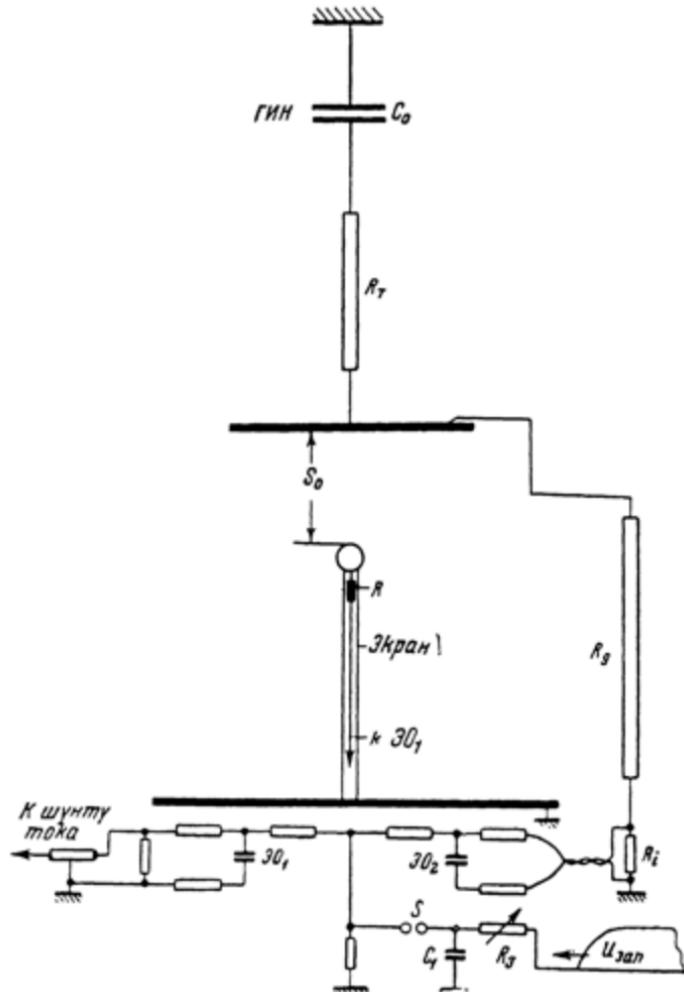
б

Фиг. II. 2. Распределение электростатического поля в промежутке ш—п— $E=f(x)$:
а — $S_0=12$ см, $U_0=130$ кв; б — $S_0=70$ см, $U_0=170$ кв

При постепенном повышении амплитуды импульсного напряжения на электродах +ш—п промежуток между ними остается темным до тех пор, пока напряжение не достигнет критической величины U_{ko} , определяемой

согласно ветви кривой bc на фиг. 5 «Введения», когда без всякого видимого предварительного процесса внезапно возникает элемент короны. Два таких элемента в промежутке $+sh$ — и показаны на фиг. II.1.

В соответствии с определением, данным Нориндером и Салка [12], которые изучали развитие искры на волне импульсного напряжения формой $1/\tau_{50}$ мксек в промежутках sh — и длиной до 150 см, можно отметить, что элемент имеет две четкие части: прямолинейную, ярко светящуюся, называемую стеблем, развивающуюся непосредственно от сферы, и слабо светящиеся длинные нити, имеющие ветвистую структуру, образующие крону.



Фиг. II.3. Принципиальная схема опытов по изучению импульсной короны:

$R_t = 1000 \text{ ом}$; $C_0 = 0.018 \text{ мкф}$. Схема обозначается «—п+ш»

На фиг. II.2 показано распределение напряженности электростатического поля в промежутке sh — и при $D = 6,2 \text{ см}$ и $S_0 = 12$ и 70 см до возникновения короны. Там же схематически нанесены элементы короны, возникающие при напряжении U_{ko} (ветвь abc на фиг. 5 «Введения»).

Как видно, ветви проникают в зону, где начальное поле имеет градиенты менее $5-4 \text{ кВ/см}$, т. е. недостаточные для ионизации. Однако эксперименты показывают, что перекрытие ветвями всего промежутка (как уже

отмечалось выше) не ведет к его пробою, потому что проводимость ветвей для этого недостаточна.

В лаборатории ВГР исследования короны проводились несколькими методами, что позволило получить ее различные характеристики. Применились промежутки, кроме типа $ш - п$, так же и $п - ш$, называемые «перевернутой схемой», когда горизонтальная плоскость располагалась над шаром, укрепленным на вертикальном стержне. В качестве коронирующих электродов использовались шары диаметром $D = 4,7; 15; 25$ и 50 см при длине промежутка $S_0 \leqslant 265\text{ см}$. Источником напряжения служил ГИН, описанный в гл. I, и малый ГИН напряжением $0,6 \cdot 10^6\text{ в}$ и выходной емкостью 1650 нФ .

Корона изучалась также в промежутке $с - п$ длиной до 4 м . Помимо фотографирования процесса развития при помощи фотоаппарата и электронно-оптического преобразователя (ЭОП) с кварцевым объективом, производилась регистрация тока короны и напряжения на промежутке двухтрубочным осциллографом с цилиндрическим шунтом с временем ответа $1,3 \cdot 10^{-10}\text{ сек}$ и делителем напряжения. Эта аппаратура описана в гл. I.

Принципиальная схема опытов изображена на фиг. II.3.

Коронирующий шаровой электрод заземлялся, а другой электрод — плоскость размером $3 \times 3\text{ м}^2$ — помещался сверху на высоте 490 см от пола высоковольтного зала. Цилиндрический шunt для измерения тока короны помещался в экране непосредственно под коронирующим электродом. Возможные колебания потенциала на емкости сферического электрода демпфировались последовательно включенным в цепь разряда сопротивлением $R = 100\text{ ом}$. Амплитудные значения напряжения проверялись измерительными шарами диаметром 150 см и дали разброс в пределах 5% .

Синхронизация записей двух электронно-лучевых трубок осциллографа производилась следующим образом.

Конденсатор C_1 (фиг. II.3) заряжался через переменное сопротивление задержки R_3 импульсом напряжения от ГИН, подаваемым одновременно на включение развертки осциллографа, до напряжения, достаточного для пробоя межэлектродного промежутка S . В момент разряда C_1 на сопротивлении выделяется кратковременный импульс напряжения общей длительностью около $0,1\text{ мксек}$, который через разделительные сопротивления подается на пластины явления осциллографических трубок. По фронту этого импульса, накладываемого на основную запись, была установлена синхронность хода лучей обеих электронно-лучевых трубок.

а. Оптическая картина явления

Фотографирование, проведенное Е. Н. Браго при помощи ЭОП, показало, что элементы, видимые на статическом снимке (см. фиг. II.1), в действительности представляют собой наложение двух самостоятельных процессов.

Первый процесс развивается от электрода со скоростью $\sim 10^9\text{ см/сек}$ в глубь разрядного промежутка в виде светящейся головки, расчленяющейся по мере своего продвижения. Оставляемый этой головкой след и образует крону или ветви. Одновременно с ветвью от электрода развивается другой разрядный процесс со скоростью около 10^8 см/сек , имеющий значительно большую, чем первый, яркость. На статических фотографиях он регистрируется в виде стебля. Схема развития элемента короны представлена на фиг. II.4: сплошные линии — статическая фотография, пунктир — временная развертка.

Как видно из фиг. II.1, относящейся к случаю $U > U_{k_0}$, стебель элемента имеет неоднородную структуру — он состоит из нижней части длиной l_{s1} , примыкающей к шару, и верхней, длиной l_{s2} .

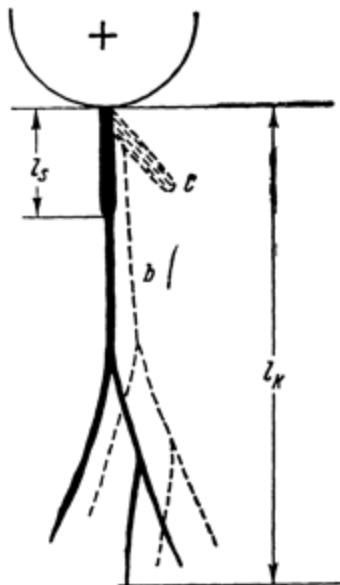
Такие стебли наблюдались еще Шнейдером [10]. Подробное исследование [29], проведенное с кварцевой оптикой, показало, что на границе раздела стебля из него под углом 90° расходится пучок нитей, яркость которых близка к яркости стебля. Общая длина стебля l_s пропорциональна диаметру коронирующего электрода D и почти не зависит от длины разрядного промежутка, как это иллюстрируется данными табл. II.1, где все размеры даны в сантиметрах.

Общее направление развития ветвей импульсной короны определяется силовыми линиями внешнего электростатического поля. Дополнительные эксперименты, проведенные для выяснения этого положения, показывают, что металлический шар, введенный в разрядный промежуток, в котором развивается импульсная корона, изменяя конфигурацию внешнего электростатического поля, меняет и траекторию движения ветвей.

Импульсная корона возникает только при достижении амплитудой волны напряжения некоторого минимального значения, зависящего как от длины разрядного промежутка, так и от формы электродов. Соответствующий этому минимальному напряжению потенциал на коронирующем электроде будем называть начальным потенциалом зажигания импульсной короны U_{k0} . В дальнейшем будет показано, что импульсная корона при U_{k0} всегда зажигается за фронтом волны напряжения, когда $\frac{dU}{dt} \approx 0$.

Фиг. II.4. Временная развертка

элемента импульсной короны:



c — стебель; b — ветви

Повышение напряжения на электродах сверх U_{k0} принципиально не изменяет структуры импульсной короны, так как увеличивается лишь общее число элементов импульсной короны и ветви ее пространственно

Таблица II.1

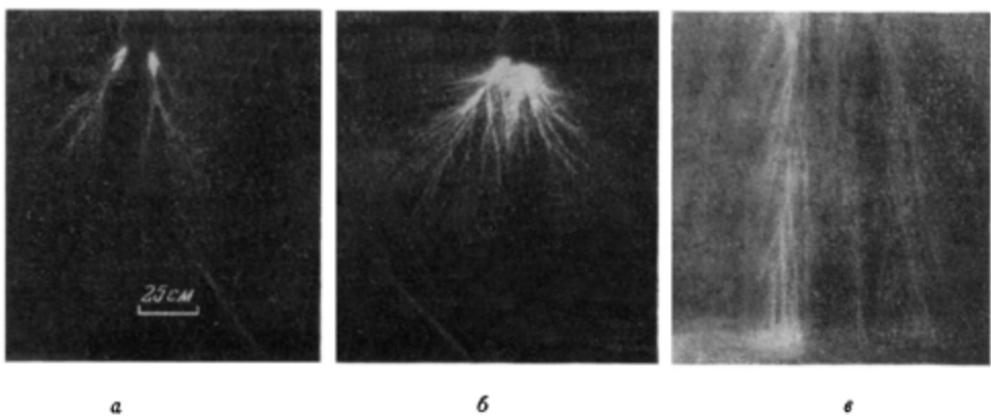
$D, \text{ см}$	4,7	15	25	50
l_{s2}	2,4	5,6	8,5	12,5
l_{s2}	—	2,1	3,5	5,5
l_{s2}	—	3,5	5	7

развиваются дальше в глубь разрядного промежутка. Полная пространственная картина развития положительной импульсной короны в промежутке сfera ($D = 25 \text{ см}$) — плоскость ($S_0 = 265 \text{ см}^2$) с увеличением напряжения показана на фиг. II.5.

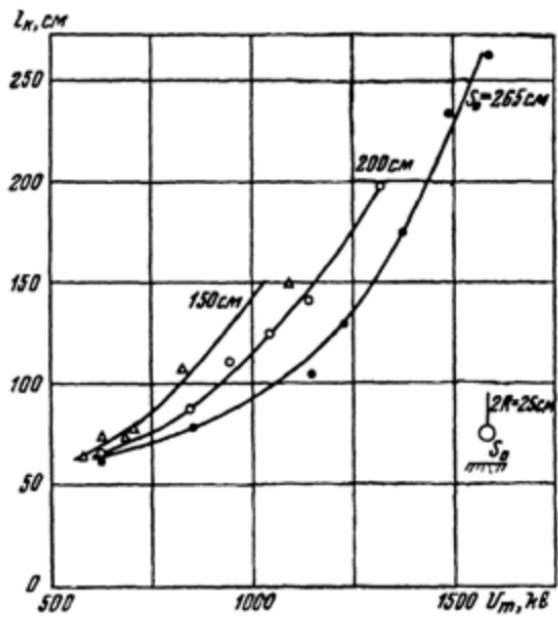
Уже отмечалось, что перекрытие разрядного промежутка ветвями импульсной короны (фиг. II.5, a) не является достаточным условием для завершения искрового пробоя [14].

На основании фотометрических измерений была определена зависимость длины l_k импульсной короны от амплитуды напряжения U_m на разрядном промежутке (фиг. II. 6).

При напряжениях, близких к начальному напряжению зажигания, длина импульсной короны практически не зависит от длины разрядного промежутка. Для коронирующего электрода диаметром 25 см начальная длина импульсной короны в «перевернутой» схеме составляет $l_{k_0} = 70$ см.



Фиг. II.5. Картина последовательного развития импульсной короны

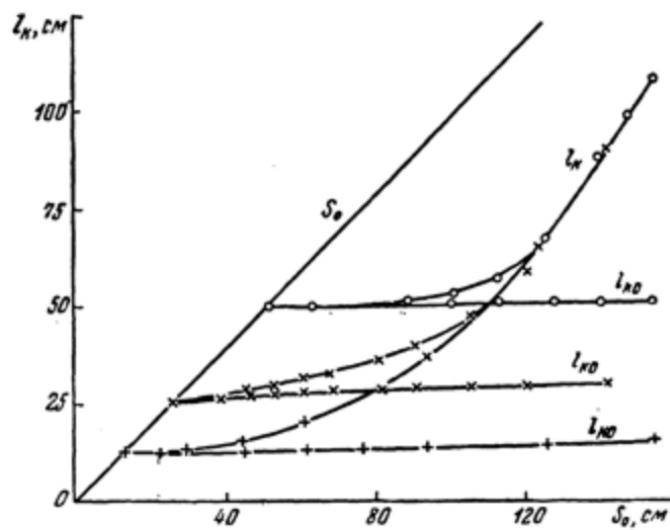


Фиг. II.6. Зависимость длины ветвей короны l_k от максимального напряжения U_m

При U_{k_0} в промежутке —п+ш, которое для $S_0 = 150, 200, 265$ см соответственно составляло 825, 1150 и 1485 кв, как правило, не удавалось обнаружить касания ветвями импульсной короны плоскости. При помощи метода отсечки было установлено, что отдельные ветви импульсной короны достигают плоскости при перенапряжении 20% для $S_0 = 150$ см, 12% для $S_0 = 200$ см и 5% для $S_0 = 265$ см. В последних двух опытах были случаи, когда ветви импульсной короны перекрывали разрядный промежуток полностью при напряжении несколько ниже разрядного.

На фиг. II.7 приводятся данные о пространственном развитии импульсной короны в нормальном промежутке шар — плоскость для различных диаметров коронирующей сферы [12].

Если поместить на пути развивающихся ветвей импульсной короны экран из плотного материала, в котором отсутствуют поры и мелкие, видимые под лупой отверстия, то при определенных условиях, зависящих от толщины материала и расстояния до коронирующего электрода, экран полностью прекращает развитие ветвей в области за экраном (фиг. II.8, а).



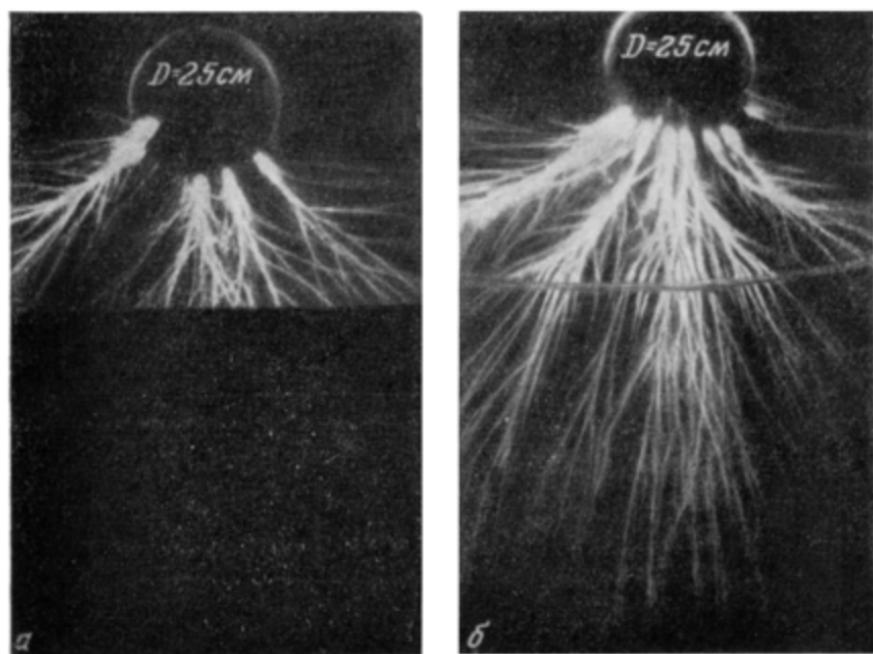
Фиг. II. 7. Зависимость длины ветвей при начальном напряжении короны $[l_{k0}]$ и при разрядном напряжении $[l_k]$ от S_0 и диаметра коронирующей сферы $2R$. Прямая линия S_0 — длина разрядного промежутка

Общая картина развития ветвей импульсной короны в промежутке экран — коронирующий электрод совпадает с тем развитием, которое было бы в этой области при отсутствии экрана. Материал экрана не имеет существенного значения: будь то диэлектрик, либо металл — важно лишь то, чтобы он был плотным, без пор и сквозных отверстий.

Так, в работе [20] было показано, что импульсная корона останавливается целлофановым экраном толщиной 0,02 мм в том случае, если последний помещен на некотором расстоянии от стебля короны. Опыты, проведенные авторами [29], показали, что экран из пористого материала, например кальки, пропускает ветви короны, причем за экраном не происходит заметного снижения интенсивности свечения ветвей. Если же экран, выполненный из плотного материала (текстолит, промасленная калька и т. п.), приближать к коронирующему электроду, т. е. помещать в область, где импульсная корона имеет большую интенсивность, или же соответственно повышать напряжение, то отдельные ветви будут в состоянии пройти через экран. Тогда на экране четко видны следы пробоя (прожога), оставленные прошедшей ветвью в виде характерных размытых с микроскопическими отверстиями внутри. На фиг. II. 8, б показан пробой экрана из целлоида толщиной 0,08 мм. Таким образом, можно считать, что пробой барьера происходит в стадии импульсной короны.

Результаты экспериментов с экранами опровергают объяснение механизма образования импульсной короны на основе отсоса свободных электронов из разрядного промежутка [12].

Однако позднее в работе тех же авторов [20] приводятся фотографии, на которых видно, как экран из целлофана толщиной 0,02 мм ограничивает развитие короны в разрядном промежутке $S_0 = 124$ см без существенного изменения явления в области коронирующий электрод —



Фиг. II.8. Влияние экрана на развитие импульсной короны:
а — экран прекращает развитие импульсной короны; б — пробой тонкого экрана

экран, но все же авторы продолжают придерживаться прежних представлений об активной роли в развитии ветвей впереди лежащего объема разрядного промежутка, который, по их мнению, снабжает ветви свободными электронами, имевшимися там до начала развития короны.

б. Потенциал зажигания импульсной короны

Проведенные в лаборатории ВГР измерения U_{k0} (в киловольтах) для различных S_0 и диаметров коронирующего электрода в промежутке —п+ш, сделанные при помощи осциллографа и фотоаппарата, приводятся в табл. II. 2.

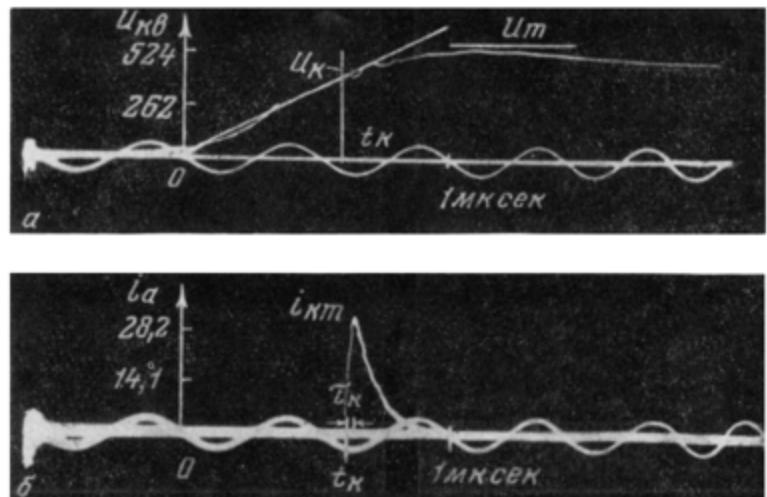
Таблица II.2

D , см	S_0 , см			
	100	150	200	265
4,7	200	240	265	310
25	590	720	915	—

Анализ экспериментального материала показывает, что, во-первых, на зажигание импульсной короны решающее влияние оказывает распределение градиентов электростатического поля только в приэлектродной области независимо от общей конфигурации и длины разрядного промежутка.

жутка и что, во-вторых, пространственная форма этого распределения определяет начальный градиент зажигания импульсной короны на электроде.

При начальном напряжении момент зажигания импульсной короны, который отождествляется с началом фронта тока, перемещается по времени за фронт волны напряжения; предкоронное время, т. е. время от момента, когда напряжение на электродах разрядного промежутка достигает амплитудного значения U_m , до момента зажигания короны, становится неопределенным и зависящим от случайных причин.



Фиг. II.9. Типовые осциллограммы напряжения (а) и тока (б) импульсной короны

При увеличении напряжения на разрядном промежутке момент зажигания импульсной короны перемещается на фронт волны напряжения (фиг. II.9); потенциал зажигания при этом повышается, а флюктуации во времени уменьшаются. Такой результат, несомненно, свидетельствует о статистической природе явления и его зависимости от напряжения. Следовательно, для потенциала зажигания импульсной короны должна существовать своя вольтсекундная характеристика, подобная той, какая существует для разряда в целом. Одна из таких характеристик для косоугольных волн напряжения различной крутизны приведена на фиг. II.10. Наклонные линии, проходящие через экспериментальные точки на графиках, соответствуют крутизне волны напряжения, при которой эти экспериментальные точки были получены. Вольтсекундная характеристика является усредненной, поскольку каждая ее точка построена усреднением 5–8 результатов отдельных измерений. Следует отметить значительный разброс результатов измерений. Даже при строго постоянной крутизне волны напряжения потенциал зажигания импульсной короны колеблется в пределах 10–15% от среднего значения.

Таким образом, потенциал зажигания импульсной короны есть величина, существенно зависящая от скорости нарастания напряжения на электродах разрядного промежутка. При весьма медленном нарастании напряжения предкоронное время увеличивается и становится неопределенным, а потенциал зажигания приближается к начальному потенциальному зажигания импульсной короны. При бесконечно крутом фронте волны напряжение зажигания импульсной короны стремится к пробой-

ному напряжению разрядного промежутка. Запаздывание возникновения импульсной короны от момента приложения напряжения наблюдалось и у коротких промежутков с цилиндрической симметрией [5].

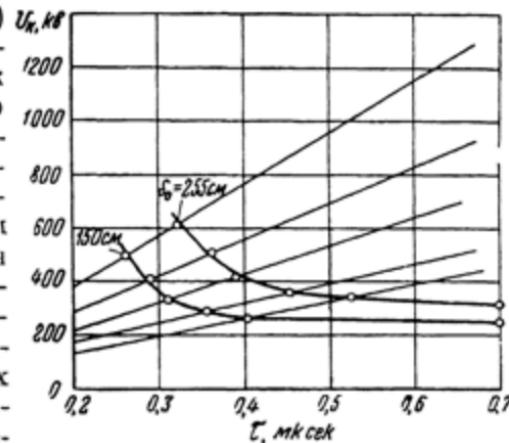
Как указывалось в работе [14], на зажигание импульсной короны существенное влияние оказывает предварительный отсос из разрядного промежутка свободных электронов. Отсос осуществлялся путем наложения на разрядный промежуток постоянного напряжения. Разрядный промежуток помещался в специальную камеру, благодаря чему достигалась изоляция его от внешнего объема. Наши эксперименты показали, что результаты работы [14] справедливы только в условиях экспериментирования авторов: относительно короткие промежутки ($S_0 = 38 \text{ см}$) и напряжение, близкое к U_{k0} . В этих условиях при откосе зарядов зажигания импульсной короны не происходило. Видимо, отсос полностью прекращает образование предкоронных лавин электронов, объемный заряд которых создает необходимые условия для зажигания импульсной короны.

Однако в длинных разрядных промежутках ($S_0 = 100 \div 200 \text{ см}$) U_{k0} при подобных же условиях эксперимента (разрядный промежуток помещался в бакелитовый цилиндр диаметром 150 см с закрытыми торцами) аналогичных результатов получить не удалось: импульсная корона возникала каждый раз при приложении импульса напряжения $U_m \geq U_{k0}$. По-видимому, объясняется это тем, что свободные электроны, необходимые для образования начальных лавин, в длинных разрядных промежутках воспроизводятся в достаточном количестве, чтобы обеспечить постоянный приток электронов к коронирующему электроду. В связи с этим в приэлектродной зоне всегда будет находиться необходимое для зажигания импульсной короны число свободных электронов.

Большие изменения в характер развития импульсной короны вносят повышенная концентрация объемного заряда, оставшегося в промежутке от импульсной короны при предшествующих разрядах. В известных пределах концентрацию этого начального объемного заряда можно изменять, регулируя частоту следования воздействующих импульсов ГИН. При скважности воздействующих импульсов 3—4 сек и меньше начинают возникать различные изменения в картине развития импульсной короны: уменьшается область пространственного развития, свечение становится менее ярким и более диффузным. Соответствующие изменения находят свое отражение в величине и форме регистрируемого тока короны. На потенциал зажигания повышенная концентрация начального объемного заряда практически не влияет.

с. Ток импульсной короны

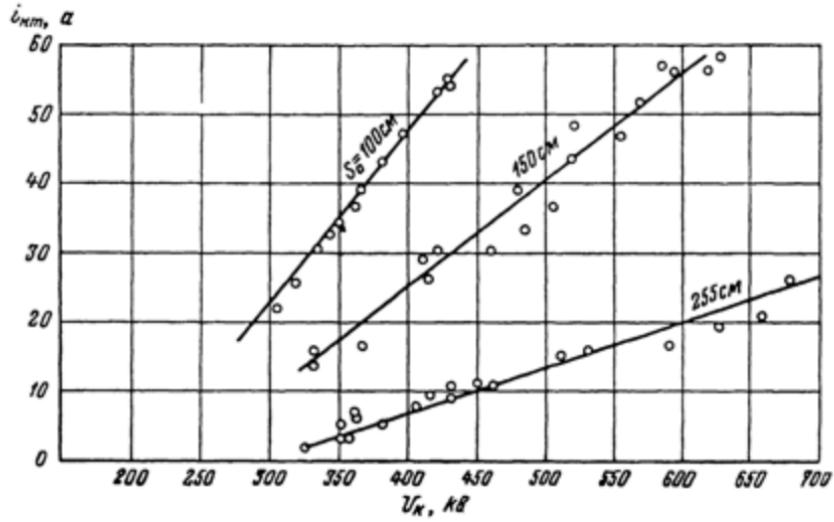
На фиг. II.9 приведены типичные осциллограммы тока и напряжения импульсной короны в промежутке — щ + п при $D = 4,7 \text{ см}$ и $S_0 = 150 \text{ см}$. Ток имеет характер кратковременного импульса с чрезвычайно коротким фронтом (0,01—0,03 мксек) и длительностью 0,4—0,7 мксек. Нередко ток импульсной короны смешивают с током, обусловленным геометрической



Фиг. II.10. Зависимость потенциала зажигания импульсной короны от крутизны приложенного напряжения

емкостью электродов. Происходит это чаще всего потому, что ток импульсной короны, так же как и ток, пропорциональный $\frac{dU(t)}{dt}$, возникает на фронте волны напряжения.

Потенциал зажигания U_k при прочих равных условиях эксперимента (параметры разрядной схемы и т. п.) определяет величину импульса тока короны. Если изменять U_k , варьируя крутизну подаваемого импульса напряжения, то вместе с этим будет изменяться и i_{km} . Однако величина i_{km} импульсной короны совершенно не зависит от максимального значения U . Зависимость i_{km} от U_k при вариации крутизны фронта $U(t)$ представлена на графике фиг. II. 11. В исследованном диапазоне напряжений зависимость имеет прямолинейный вид и по своему характеру весьма стабильна — разброс измерений лежит в пределах погрешности самих измерений.



Фиг. II.11. Зависимость амплитуды тока i_{km} импульсной короны от напряжения U_k . Промежуток шар (диаметр 4,7 см) — плоскость

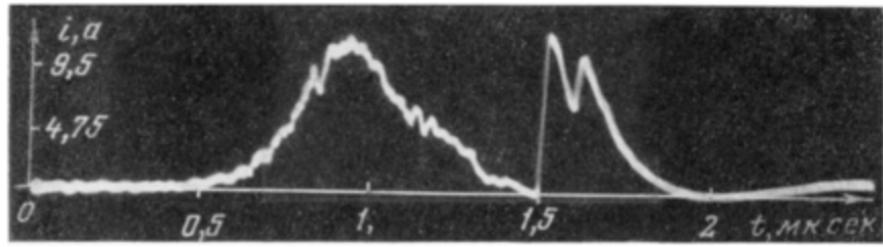
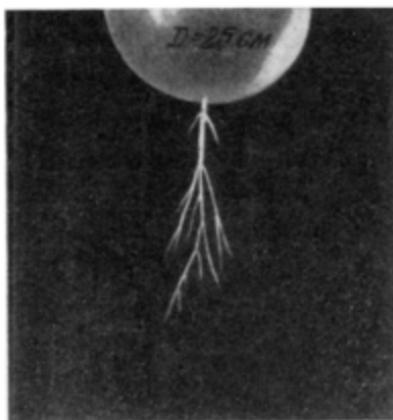
Оптические наблюдения, проводившиеся параллельно с осциллографированием тока, показали, что возрастание тока импульсной короны сопровождается, с одной стороны, увеличением числа структурных элементов, развивающихся с коронирующим электродом, и, с другой стороны, общим пространственным ростом ветвей. Минимальный ток соответствует одному элементу и может быть получен при напряжении, близком к U_{ko} .

Фотографии одного структурного элемента короны в промежутке $W(D=25 \text{ см}) - p$ при $S_0 = 200 \text{ см}$ и ток, возбуждаемый им в разрядном контуре, показаны на фиг. II.12. Ток одного элемента регистрируется в виде импульса с чрезвычайно коротким фронтом и двумя сдвинутыми один относительно другого максимумами, величина которых колеблется в пределах 12–14 a (фиг. (II.12)). Длительность фронта и интервал между максимумами остаются постоянными в пределах разрешающей способности осциллографической записи. Общая длительность тока короны составляет около 0,7 мксек.

В тех случаях, когда на стебле характерный узел отсутствует или, вместо своего обычного расположения оказывается настолько передвинутым к концу, что его ветви практически сливаются с ветвями, исходящими из конца стебля, регистрируемый импульс тока имеет всего лишь один максимум и уменьшенную приблизительно вдвое общую длительность. При этом фронт и амплитуда тока меняются незначительно.

Следует заметить, что возникновение стебля с такой структурой — явление весьма редкое, так как развитие такого элемента требует критического напряжения.

Из этих опытов, помимо общих количественных соотношений, вытекает, в частности, один важный результат — внешняя структура стебля определяет форму регистрируемого тока. Так, например, одноступенчатому стеблю (стеблю без узла) соответствует одноступенчатая форма тока —



Фиг. II. 12. Фотография одного элемента импульсной короны и осциллограмма ее тока в промежутке — п + ш

одиночный импульс с одним ярко выраженным максимумом тока. Двухступенчатому стеблю (стеблю, разделенному на две части узлом) соответствует двухступенчатая форма тока — импульс тока с двумя сдвинутыми один относительно другого максимумами. Можно считать что двухступенчатый импульс тока формируется как сумма одиночных импульсов от каждой ступени стебля.

Согласно данным электронно-оптических разверток время развития первой ступени стебля равно

$$t_{s1} = \frac{l_{s1}}{v_s \text{ cp.}} = \frac{3}{1,2 \cdot 10^8} = 2,5 \cdot 10^{-8} \text{ сек.}$$

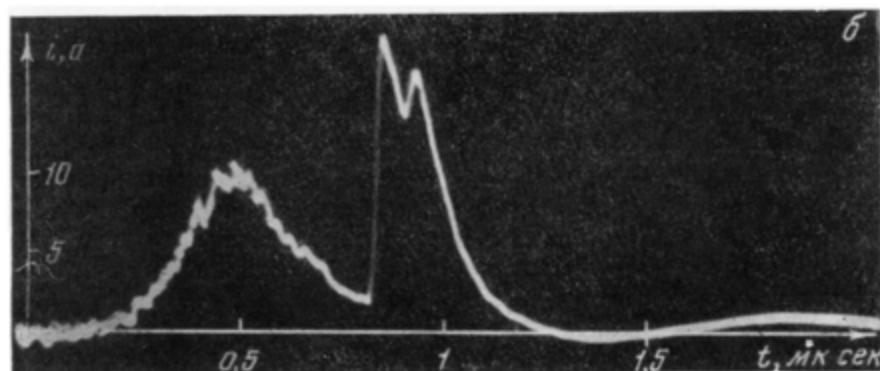
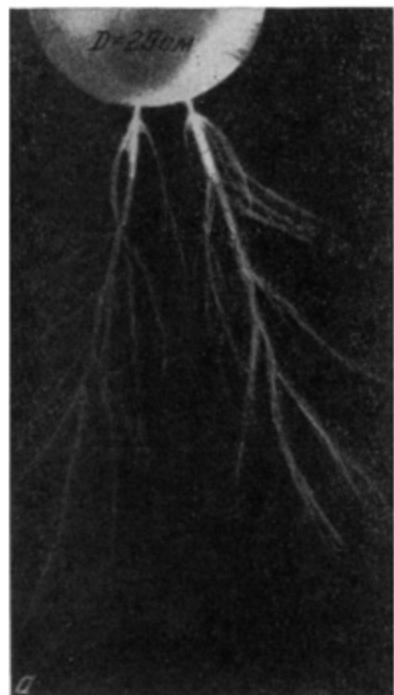
Это время соответствует времени фронта первого импульса тока i_{km1} , возникающего в момент $t = 1,5 \text{ мксек}$ (фиг. II.12), которое равно $\tau_1 = 2,27 \cdot 10^{-8} \text{ сек.}$

Время развития второй ступени стебля

$$t_{s2} = \frac{l_{s2}}{v_s \text{ cp.}} = \frac{6}{1,2 \cdot 10^8} = 5 \cdot 10^{-8} \text{ сек.}$$

можно также отождествить с временем фронта второго составляющего импульса тока короны (i_{km2}), которое определяется экстраполяцией по осциллограмме фиг. II.12 и равно $\tau_2 = 5,5 \cdot 10^{-8}$ сек.

Общее время развития стебля оказывается с достаточной степенью точности равным сумме времен двух фронтов составляющих импульсов (i_{km1} и i_{km2}) тока: $t_s = \tau_1 + \tau_2$. Сдвиг по времени между максимумом то-



Фиг. II. 13. Фотография двух элементов импульсной короны (а) и осциллограмма тока в промежутке ш—п (б)

ка первой ступени и началом фронта второй ступени определяет паузу между развитием первой и второй ступеней стебля. Согласно осциллограмме тока (фиг. II.12), время паузы оценивается в $t_n = 1,5 \cdot 10^{-8}$ сек. Однако следует заметить, что на фотографии электронно-оптической развертки паузу в развитии стебля обнаружить не удалось из-за большой площади за- света негатива каналом стебля превышающей на развертке время $1,5 \cdot 10^{-8}$ сек.

Характерно, что осциллограмма тока от двух элементов короны представляет собой сумму двух импульсов тока, каждый из которых определяется одним элементом короны: значения максимумов увеличиваются в два раза, интервал времени между ними сохраняется постоянным, не изменяется также общее время и длительность фронта тока (фиг. II.13). Если же импульсная корона состоит из нескольких элементов, то ток ее регистрируется в виде импульса с одним острым максимумом, на котором имеются характерные «зазубрины». По-видимому, в этом случае действует также принцип наложения, однако вследствие неполного совпадения начала развития элементов во времени сумма двухорбых импульсов тока от каждого элемента преобразуется в импульс тока с одним максимумом большей величины.

Мгновенное значение регистрируемого тока импульсной короны определяется не только количеством заряда, приходящего в единицу времени на коронирующий электрод, но и зависит также от движения в промежутке объемного заряда, обусловленного развитием ветвей. Поэтому экран, ограничивающий развитие ветвей вдоль силовых линий поля, должен был бы изменять величину регистрируемого тока. Однако при экранировании части разрядного промежутка ни величина, ни форма регистрируемого импульса тока не изменяются. Такой результат получен в различных по длине разрядных промежутках и различных положениях экрана, который перемещался вдоль промежутка вплоть до стебля. Из этого экспериментального факта следует, что осциллографируемый ток определяется в основном только процессами в приэлектродной зоне, т. е. ионизационными процессами в стебле. Этот вывод подтверждается рассмотренной выше связью между формой регистрируемого тока и пространственной структурой стебля.

Итак, если считать, что регистрируемый ток элемента определяется ионизационными процессами в стебле, то, зная объем стебля, по интегралу тока, который рассматривается в некотором приближении как количество отрицательного заряда q_- , ушедшего на анод, можно оценить порядок средней концентрации (N) положительного заряда стебля. Для стебля, развивающегося с шара диаметром $D = 25 \text{ см}$ и имеющего диаметр $\sim 0,6 \text{ см}$ и полную длину $8,5 \text{ см}$, было определено $q_- = 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ к}$ и $N = 5,7 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Ниже величина N будет оценена другим методом.

d. Импульсная корона в промежутке с—п

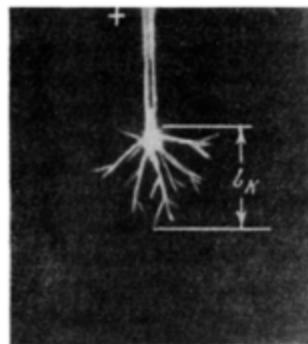
Практический интерес представляет развитие импульсной короны в промежутке стержень — плоскость. В работе [13] наблюдалась импульсная корона в промежутках с — п длиной до 4 м (при небольшом сопротивлении в цепи $R_0 = 1350 \text{ ом}$). Источником напряжения служил ГИН, описанный в гл. I.

На фиг. II.14 и II.15 показана импульсная корона для двух напряжений при $S_0 = 200 \text{ см}$, полученных методом отсечки. Фиг. II.14 соответствует максимальному напряжению импульса $U_m = 350 \text{ кв}$ и времени отсечки $t = 0,4 \text{ мксек}$, а фиг. II.15 — максимальному напряжению импульса $U_m = 11000 \text{ кв}$ и времени отсечки $t = 0,5 \text{ мксек}$. Яркое пятно на конце электрода можно считать либо очень коротким ($\sim 2\text{--}3 \text{ см}$) лидерным каналом, либо комплексом нескольких столь же коротких стеблей.

В связи с этим можно отметить, что, как показали Нориндер и Салка [12], только в промежутке «идеальный» с — п (см. фиг. II. 5) стеблей быть не должно. Возможно, что отсутствие их на фотографиях объясняется малыми размерами и слабым свечением, а также наложением ярких

лидерных каналов на картину импульсной короны в приэлектродной области.

Оптическая картина импульсной короны и ее изменение при увеличении амплитуды волны напряжения в промежутке с — п такие же, как и в промежутке ш — п. Детальное оптическое исследование элемента импульсной короны в промежутке с — п затруднено, так как последний невозможно выделить в одиночном виде.



Фиг. II. 14. Импульсная корона при $S_0 = 200$ см для напряжения $U_m = 350$ кв (промежуток с — п); $l_k = 10$ см



Фиг. II. 15. Импульсная корона при $S_0 = 200$ см для напряжения $U_m = 1100$ кв (промежуток с — п)

2. ВОЗМОЖНЫЙ МЕХАНИЗМ ИМПУЛЬСНОЙ КОРОНЫ

В связи с основными характеристиками стебля импульсной короны механизм его развития можно отождествить со «стримерным процессом», известным из теории пробоя промежутков в равномерном поле [23—25]. Лавинно-стримерная теория описывает пробой промежутка с равномерным полем при атмосферном давлении как трехстадийный процесс, схема которого изображена на фиг. II.16. С катода промежутка вследствие ультрафиолетового облучения в момент t_0 выделяется один электрон. Подведенное к промежутку напряжение $U_p = 31,6$ кв достаточно для пробоя. В этих условиях электрон приобретает скорость $v_e \approx (1,5 \div 2) \cdot 10^7$ см/сек [25], направленную к аноду. При движении электрон столкновениями с атомами и молекулами создает α электронов на 1 см пути, которые в свою очередь также ионизируют, в результате чего на длине x образуется лавина из e^{ax} электронов, позади которых остается e^{ax} положительных ионов в виде пространственного объемного заряда (подвижность ионов составляет $10^{-3} \div 10^{-4}$ подвижности электронов). Величина α зависит от $p \cdot f \left(\frac{E}{p} \right)$. При $E = 31,6$ кв/см $p = 760$ мм. рт. ст. и $t = 20^\circ\text{C}$ $\alpha = 17$ [25].

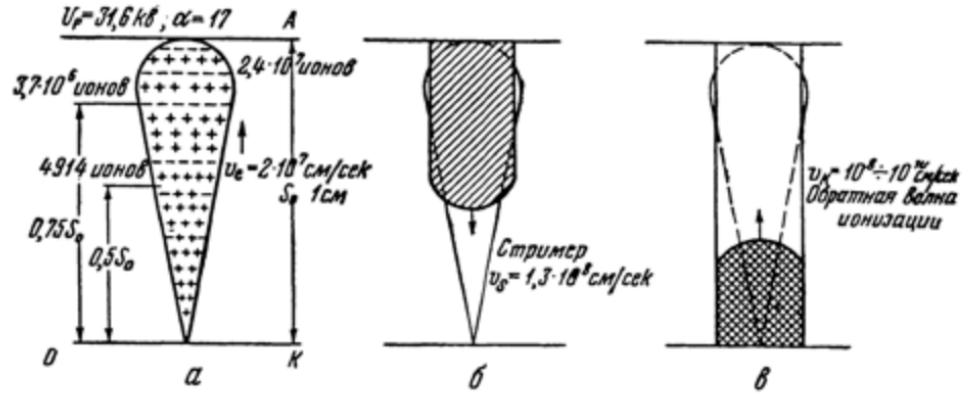
Под действием диффузионных сил головка электронной лавины по мере ее удлинения расширяется. Схематический вид пространственного заряда, оставленного после себя электронной лавиной, достигшей анода, изображен на фиг. II.16, а, на которой показано и число ионов в различных сечениях лавины.

Объемный заряд ионов и небольшое число оставшихся в лавине электронов не создают хорошо проводящей нити. Лавина, следовательно, не

приводит еще к пробою промежутка, на котором резко снижается напряжение.

Электроны лавины не только ионизируют, но и возбуждают атомы и молекулы, причем часть их возбуждается до энергии, превосходящей энергию ионизации некоторых из имеющихся атомов и молекул. Возбужденные атомы и молекулы дают коротковолновое излучение, которое вызывает фотоионизацию газа. Этот процесс ведет к появлению новых лавин, особенно интенсивно развивающихся вблизи анода, где находится заряд головки первой лавины.

Если поле этого заряда E_1 близко к полю E_0 , соответствующего минимальному пробивному напряжению ($U_p = U_{\min}$), то новые лавины электронов будут направляться к головке и превращать ее объем, занятый положительным зарядом, в смесь положительных ионов и электронов. Возникает «проводящая плазма». Остающиеся от новых



Фиг. II. 16. Схема развития лавинно-стримерного процесса:
а — электронная лавина; б — развитие стримера; в — обратная волна ионизации.

лавин положительные заряды вызывают усиление фотоионизации в более удаленных от анода точках первой лавины. Этот поток самораспространяющегося в направлении к катоду положительного пространственного заряда и электронов в нем создает на своей головке значительный градиент, который искажает начальное поле. В описываемой теории это образование называется «положительным или анодным стримером». Скорость продвижения головки анодного стримера $v_s \approx 1.3 \times 10^8 \text{ см/сек}$. Приближаясь к катоду (фиг. II.16, б), головка стримера создает около него усиление поля; в эту область устремляется рой электронов, эмиттированных катодом за счет поверхностной фотоионизации или автоэлектронной эмиссии. Эти электроны вызывают волну высоких градиентов, которая приводит к интенсивной ионизации предварительно ионизированного канала, резко увеличивая число имеющихся в нем электронов. Канал становится сильно проводящим. Интенсивный рост числа ионизаций, вызванный волной, распространяющейся со скоростью $10^8 - 10^9 \text{ см/сек}$, является процессом (фиг. II.16, в), создающим хорошо проводящий канал, характеризующий искру. В принятой здесь терминологии это явление называется «главной стадией» разряда. Концентрация ионов в канале плазмы в заключительной стадии оценивается величиной 10^{13} 1/cm^3 .

Образование и развитие стримера требуют двух условий, обеспечивающих его самопродвижение за счет фотоионизации:

1. $E_1 = KE_0$, где $0.1 < K < 1$.

2. Концентрация положительных ионов в головке лавины должна быть не меньше $N = 7 \cdot 10^{11}$ ионов/см³.

В опытах с камерой Бильсона в равномерном поле такие условия наступали при $\alpha x = 20$, где x — длина лавины.

Однако оба условия имеют эмпирический характер и не учитывают действительного развития процесса фотоионизации газа в объеме. В более общем виде основное условие развития стримера, сформулированное Лебом [32], состоит в том, что каждый цикл первичных и вторичных процессов (в данном случае лавина и стример) должен приводить к образованию в соответствующем месте промежутка электронов в количестве, равном тому, которое привело к началу первичного процесса цикла. Это условие упрощенно записывается так:

$$C/e^{\alpha x} = 1,$$

где C — отношение числа фотонов к числу положительных ионов в головке лавины. Эта формула напоминает приближенный (при $e^{\alpha x} \gg 1$) таунсендовский критерий пробоя промежутка

$$\gamma e^{\alpha x} = 1,$$

в котором γ — коэффициент воспроизведения электронов каким-либо вторичным механизмом. Эти критерии различаются по их зависимости от давления газа. В такой форме критерий находит применение при определении начальных напряжений короны на проводах [11].

Описанная теория, позволяющая приближенно определять разрядное напряжение, применима до 15 см. В этой области пробой происходит трехстадийно: 1) лавина электронов; 2) стример; 3) главный (возвратный) разряд. Интенсивность последней стадии зависит от заряда стримера.

Анализ структуры стебля импульсной короны позволяет считать его стримерным образованием, определяемым изложенной теорией пробоя.

Обнаружение в короне стримерного элемента не является новым. Еще Кип в 1939 г. установил присутствие стримеров в начальной положительной короне и сделал некоторые выводы относительно их свойств [31]. В условиях развития импульсной короны стример обнаруживается только в приэлектродной зоне и, что важно, одновременно с коронирующим электродом начинают развиваться также ветви: вследствие более высокой скорости развитие ветвей предшествует распространению стримера.

Второй процесс элемента импульсной короны — ветвь с ее характерными чертами — не может быть описан лавинно-стримерной теорией.

В последнее время для объяснения быстрого развития ветви Парк и Конс [14] предложили некоторую модификацию лавинно-стримерного механизма.

а. Положительная полярность коронирующего шара

Рассматривая процесс в промежутке $ш - п$ (при $D = 1,6$ см и $S_0 = 20 \div 50$ см), Парк и Конс [14] полагают, что начальный, свободный электрон, появившийся вблизи шарового электрода (например, вследствие диссоциации отрицательного иона, находящегося в сильном поле), образует лавину. По мере развития ионизации появляется обильное число фотонов, которые освобождают новые электроны в прилежащем к шаровому электроду сильном поле и дают начало новым лавинам. Из лавины электроны переходят в электрод, оставляя около его поверхности сферы положительного пространственного заряда высокой плотности. Эти сферы будут различаться по размеру и плотности заряда, но в конечном результате некоторые из них смогут вызвать развитие дальнейшего процесса.

Сфера объемного заряда усиливают поле около себя так, что фотоэлектроны, освобождающиеся в районе фронта сферы, формируют новые лавины, направляющиеся к ней и оставляющие положительный объемный заряд прямо перед электродом.

Поток электронов через сферу к электроду уменьшит плотность положительного объемного заряда в пути за сферой. Таким образом, сфера высокой плотности положительного объемного заряда, действуя как центр высокой ионизации и активного возбуждения, сохраняет свой радиус и быстро продвигается в направлении от шарового электрода, создавая фиксируемую на фотопленке ветвь.

Во время этого процесса положительные ионы в сущности остаются там, где они появились, а электроны передвигаются только на короткие дистанции по направлению к электроду. Высокая скорость создания ветвей объясняется «движением» сферы высокой плотности положительного объемного заряда, которая создает кратковременный высокий градиент потенциала в каждой точке на своем пути.

На пройденном сферическим зарядом пути остается высокая концентрация положительных и отрицательных зарядов с избытком положительных ионов в случае развития разряда с положительного электрода и отрицательных в случае развития разряда с отрицательного электрода. Пространственный заряд, оставленный движущейся сферой, достаточен для заметного снижения начальных высоких градиентов в разрядном промежутке, что задерживает дальнейшую ионизацию в канале движущегося сферического объемного заряда.

Таким образом, след, оставленный быстро «движущейся» сферой, не становится высоко проводящей плазмой, в отличие от канала, оставленного стримером. Процесс волнового перемещения ионизующего градиента кратко назовем «механизмом волновой ионизации». Существенным отличием этого процесса от лавинно-стримерного является то, что высокий потенциал электрода не выносится в разрядный промежуток.

Описанный механизм должен объяснить быстрое проникновение ($v_c \approx 10^6$ см/сек) ветвей импульсной короны в области разрядного промежутка, где градиенты E_0 внешнего электростатического поля очень слабы ($1 \div 3$ кВ/см).

Для количественной оценки высказанных положений весьма важное значение имеет вопрос о плотности ионизации и избыточного заряда в канале ветви.

Прямые экспериментальные данные о плотности ионизации ρ в канале ветви отсутствуют. Оценить значение этой величины можно только ориентировочно по некоторым косвенным наблюдениям. Ветвь короны имеет очень бледное свечение, невидимое невооруженным глазом. Как показывает опыт [25], отдельные стримерные каналы, в которых концентрация ионов и электронов меньше $N = 10^{12}$ см⁻³, не могут быть сфотографированы при помощи вращающейся камеры. Максимально возможная концентрация заряженных частиц в канале начального стримера не может быть выше 10^{13} см⁻³. Такое ограничение вытекает из двух условий. Во-первых, при концентрации ионов и электронов около $10^{13} \div 10^{14}$ см⁻³ разрядный канал ярко светится и проводимость его достаточна, чтобы при перекрытии промежутка вызвать последующий пробой. Во-вторых, при концентрации 10^{13} см⁻³ ветвь должна вызывать в разрядном контуре ток

$$i > \pi R^2 v_e N e \approx 6a,$$

где R — радиус поперечного сечения канала; v_e — скорость дрейфа электронов во внешнем поле.

Этот ток составил бы значительную часть от регистрируемого тока импульсной короны, что противоречит выводам о связи регистрируемого тока с ионизационными процессами в стебле. Поэтому разумно полагать, что концентрация заряженных частиц в канале ветви приблизительно равна $1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. При более подробном анализе величины избыточного заряда ветви учитывалось, что, во-первых, v_c значительно больше v_e — скорости дрейфа электронов под действием внешнего поля E_0 , и, во-вторых, что разделение зарядов происходит только на головке и обеспечивает в канале за собой плотность $\rho = Ne$. Введение ряда упрощающих условий ($v_c = \text{const}$, $\rho = \text{const}$) позволило получить приближенную формулу для расчета распределения избыточного заряда вдоль канала ветви:

$$q_c(i) = \left(\frac{p}{v_c} \right) v_e(l) \pi R^2(i), \quad (1)$$

где R — радиус канала в точке l , определяемый экспериментально фотометрированием изображения ветви на негативе. Произведенный расчет линейного избыточного заряда в канале ветви дает значения для q_c от $6,7 \cdot 10^{-10} \text{ к/см}$ в приэлектродной области и до $0,7 \cdot 10^{-10} \text{ к/см}$ на периферии.

Скорость стримера, также определенная экспериментально, оказалась равной $v_s = 1,2 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$. Стример развивается в канале ветви. Его головка, перемещаясь в глубь разрядного промежутка со скоростью v_s , оставляет позади себя в канале линейный избыточный положительный заряд q_s , величину которого в первом приближении можно также определить по формуле (1). Однако q_s в стримере удается определить иным путем, используя для этой цели осциллограмму разрядного тока.

Развитие стримера и связанное с этим процессом движение объемного заряда можно представить следующей схемой замещения. Разрядный промежуток сфера — плоскость замещается сходным промежутком между двумя концентрическими сферическими поверхностями, причем радиус внутренней поверхности равен радиусу коронирующего электрода r_0 , а радиус внешней поверхности определяется по формуле $r_k = r_0 + S_0$. Ток в разрядной цепи возникает вследствие процесса движения в разрядный промежуток через поверхность коронирующего электрода со скоростью v_s заряженного цилиндрического тела, с площадью основания s и линейным зарядом q_s . В этих условиях мгновенное значение тока в разрядном контуре определяется выражением

$$i(t) = \int_{r_0}^{r_k} \frac{q_s E dr}{U dt} dr = q_s v_s \int_{r_0}^{r_k} \frac{r_0 r_k dr}{(r_k - r_0) r^2} = q_s v_s \frac{r_k r_0}{(r_k - r_0)} \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_k} \right), \quad (2)$$

где

$$r = r_0 + v_s t.$$

В первом приближении можно полагать параметры стримера v_s и s постоянными и равными своим средним значениям.

Продифференцируем уравнение (2) по времени и найдем производную для момента t_{m1} , соответствующего $r = t_{m1} v_s + r_0 = l_{s1} + r_0$.

Тогда

$$\frac{di}{dt} \Big|_{t_{m1}} = q_s v_s \frac{r_0 r_k}{(r_k - r_0)} \cdot \frac{d}{dt} \left(-\frac{1}{r_0 + v_s t} \right) = q_s v_s^2 \frac{r_0 r_k}{(r_k - r_0)(r_0 + l_{s1})^2}. \quad (3)$$

Мгновенное значение тока стримера $i(t_1)$ и его первую производную в момент t_{m1} , который соответствует максимуму тока и совпадает с моментом завершения пространственного развития его первой ступени, можно

определить экспериментально. Приравняв правые части выражения (2) и (3) соответствующим экспериментальным значениям, полученным из осцилограммы тока, будем иметь систему двух уравнений:

$$i_{m1} = q_s v_s \frac{r_0 r_k}{(r_k - r_0)} \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_0 + l_{s1}} \right),$$
$$\frac{di}{dt} \Big|_{i_{m1}} = q_s v_s \frac{r_0 r_k}{(r_k - r_0)(r_0 + l_{s1})^2}. \quad (4)$$

Совместное решение этих уравнений дает возможность определить не только плотность избыточного положительного заряда в канале стримера q_s , но и получить значение его скорости пространственного развития v_s . Последнее представляет особый интерес, так как появляется возможность сравнить расчетное значение v_s с экспериментальным и тем самым проверить правильность исходных положений о связи регистрируемого тока импульсной короны с развитием в разрядном промежутке стебля.

По осцилограмме тока для промежутка сферы диаметром 25 см — плоскость $S_0 = 200$ см² и при начальном напряжении импульсной короны получим

$$i_{m1} = 12a, \quad \frac{di}{dt} \Big|_{i_{m1}} = 4 \cdot 10^8 \text{ а/сек.}$$

Подставив полученные значения в (4) и решив систему уравнений относительно v_s и q_s , получим следующие значения:

$$v_s = 1,9 \cdot 10^8 \text{ см/сек}, \quad q_s = 21 \cdot 10^{-8} \text{ к/см}.$$

Вычисленные таким образом параметры v_s и q_s являются средними, потому что при постановке задачи σ , ρ и v_s усреднялись. Как видно, расхождение результатов эксперимента с вычисленным значением v_s для такого рода определений является вполне удовлетворительным. Поэтому следует считать полученные расчетом параметры v_s и q_s весьма реальными. Достаточно хорошее совпадение результатов расчетов с экспериментом указывает на правильность выбора схемы замещения и определения тока стримера в разрядном контуре.

Используя ранее полученное соотношение (1), по величине избыточного положительного заряда в канале стримера определим плотность заряда положительных ионов:

$$\rho = q_s \frac{v_s}{v_e} = \frac{21 \cdot 10^{-8} \cdot 1,9 \cdot 10^8}{7,25 \cdot 10^4 E_0} = 5,5 \cdot 10^{-6} \text{ к/см}^3.$$

(Отсюда

$$N = \frac{\rho}{e} = 3,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}.$$

Эта величина (близкая к указанной ранее) характеризует также плотность ионизации в стримере. По своему значению она приближается к плотности ионизации в канале лидера искры.

Характеристики стримера импульсной короны: скорость, плотность ионизации, ступенчатость в условиях неравномерного поля, а также и основной признак — способность завершать пробой при перекрытии разрядного промежутка, — соответствуют характеристикам стримера в понимании Леба — Мика. Этот стример был обнаружен в разрядном промежутке Хольцером [33], а в короне — Кипом [31]. Все же следует обрати-

тить особое внимание, что при развитии стримера последовательность смены явлений иная, чем предусмотрено теорией Леба — Мика. Это является экспериментальным фактом, анализ которого может внести существенные корректизы в развитие теории пробоя.

Как было показано выше, линейная плотность избыточного положительного заряда в канале ветви имеет порядок 10^{-10} к/см. Отсюда усиление поля, вызываемое этим зарядом на головке ветви ($\sim 1,3$ кв/см), оказывается слишком малым, чтобы содействовать ионизации и продвижению ветви в слабых полях. В связи с этим следует полагать, что ионизация на головке канала ветви может быть реализована только за счет заряда головки q_r плотности ρ_r , который вследствие ионизационных процессов в области своего фронта обеспечивает необходимую радиацию фотонов, способствующих продвижению головки со скоростью v_c .

Можно предположить, что плотность его близка к теоретически обоснованной Лебом величине

$$\rho_r = 7 \cdot 10^{11} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} = 1,12 \cdot 10^{-7} \text{ к/см}^3.$$

Если считать, что головка имеет сферическую форму, радиус которой равен радиусу канала R , то заряд, сосредоточенный в ней, будет равен:

$$q_r = \frac{4}{3} \pi \rho_r R^3,$$

а напряженность от этого заряда на фронте

$$\Delta E_r = \frac{q_r}{4\pi\epsilon R^2} = \frac{\rho_r}{3\epsilon} R.$$

Фотоизлучение является вторичным процессом — результатом ионизации на головке ветви. Плотность фотоизлучения в конечном итоге должна быть функцией градиентов потенциала на головке. Поэтому критической плотности фотоизлучения, ниже которой становится невозможным продвижение ветви, должна соответствовать критическая величина градиентов потенциала на фронте головки E_{rk} . В свою очередь эта величина соответствует критическому радиусу R_k канала:

$$E_{rk} = E_c + E_0(l_0) + \Delta E_{rk}(R_k), \quad (5)$$

где E_c — составляющая от объемных зарядов в канале, а $E_0(l_0)$ — градиент потенциала внешнего поля в точке l_0 .

Фотометрические измерения негативного фотоматериала позволяют оценить величину критического радиуса канала ветви.

Подставив в (5) значения $E_c = 1,35$ кв/см и $E_0(l_0) \approx 1,5$ кв/см, а также

$$\Delta E_{rk} = \frac{\rho_r}{3\epsilon} R_k = \frac{1,12 \cdot 10^{-7} \cdot 7,5 \cdot 10^{-2}}{3 \cdot 8,85 \cdot 10^{-14}} = 31,6 \text{ кв/см},$$

получим критический градиент на фронте головки

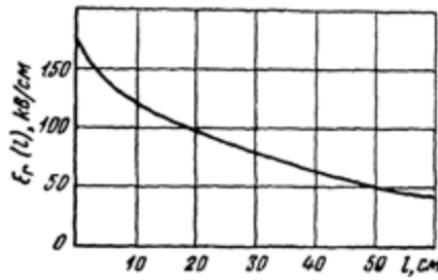
$$E_{rk} = 34,45 \text{ кв/см.}$$

Развитие ветви связано с движением головки со скоростью v_c . Однако это движение, как уже отмечалось в [14], не может быть сопряжено с перемещением заряда q_r , а должно мыслиться как распространение волны заряда со скоростью v_c процессом, в котором новые заряды непрерывно производятся на ведущей поверхности головки вследствие ионизации и фотоионизации.

Если бы заряд q_r перемещался с меньшей скоростью, чем скорость движения свободных электронов в районе головки ветви короны, то принципиально величина заряда q_r ограничивалась таким зарядом, который создавал бы на своем фронте градиенты, не превышающие

$$\Delta E_r(l) = E_0(l) + E_c.$$

Такой вывод основывается на том положении, что в противном случае на заднем фронте заряда q_r градиенты потенциала были бы отрицательными и электроны, двигаясь в обратном направлении, компенсировали бы положительный заряд q_r и одновременно уменьшали бы ΔE_r .



Фиг. II. 17. К обоснованию скорости развития ветви

При этом максимальный градиент на фронте такого заряда —

$$E_r = E_0(l) + E_c + \Delta E_r(l) = 2 [E_0(l) + E_c].$$

Эта величина недостаточна для продвижения ветви в области слабого поля ($E_0 < 12 \div 15$ кВ/см).

Однако если заряд q_r перемещается в межэлектродном пространстве со скоростью, превышающей скорость движения свободных электронов в районе головки ветви (наблюдаемая скорость $v_c \approx 10^8$ см/сек, безусловно, больше возможной скорости электронов в поле головки), то заряд q_r не будет связан приведенным выше условием и величина его ограничивается только значением плотности ионизации в канале ветви $N \approx 10^{12}$ см⁻³ и его радиусом R .

Если принять $\rho_r = 1,2 \cdot 10^{-7}$ кг/см³, то

$$\Delta E_r(l) = \frac{\rho_r}{3\epsilon} R(l),$$

а максимальный градиент на фронте головки

$$E_r(l) = E_0(l) + E_c + \frac{\rho_r}{3\epsilon} R(l).$$

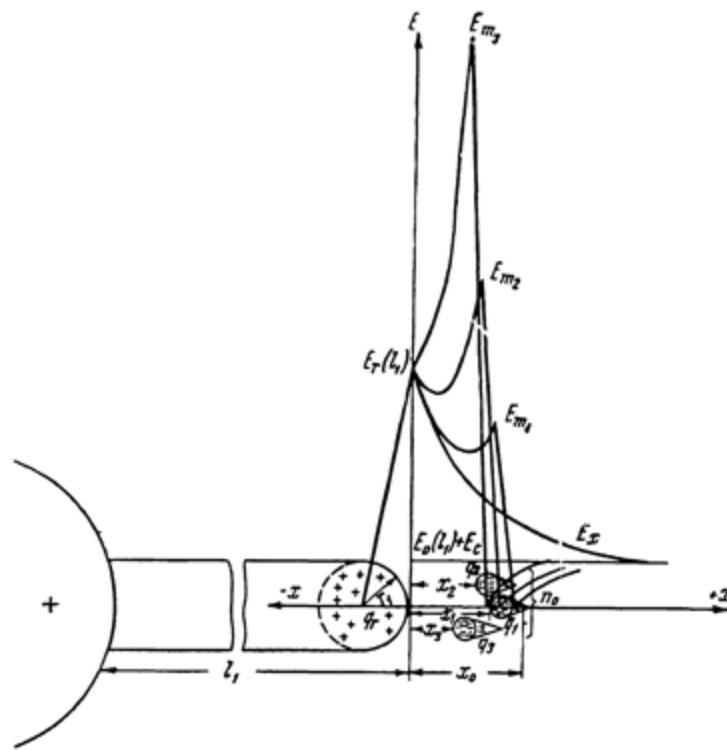
На фиг. II.17 показан ход кривой $E_r(l)$ при $S_0 = 200$ см, $2r_0 = 25$ см и начальном напряжении U_{k0} .

Решающее влияние на развитие ветви оказывают два фактора: дальнейшее усиление и искажение поля на головке отрицательным зарядом лавин и эффект фотоионизации в объеме газа. Подробный анализ этих факторов для случая равномерного исходного поля проделал Ретер [21, 27]. Полученные им выводы можно применить и для анализа процессов в неравномерном поле, в частности для объяснения высокой скорости развития ветви.

Пусть головка ветви находится на расстоянии l_1 от положительного электрода. Тогда градиент на ее ведущей фронтальной поверхности будет $E_r(l_1)$, спадающий направлении поля как

$$E(x) = E_r(l_1) \left(\frac{R_1}{x}\right)^2,$$

где R_1 — радиус головки в точке l_1 , а x — расстояние от фронта головки (фиг. II.18).



Фиг. II. 18. Схема развития ветви импульсной короны

Вследствие фотоизлучения на расстоянии x_0 от фронта головки возможно образование фотоэлектрона, который в поле $E(x)$ даст начало электронной лавине, двигающейся навстречу головки ветви. Отрицательный объемный заряд лавины искажает и усиливает исходное поле $E(x)$, причем, как показал Ретер, усиление исходного поля в том случае, когда развивается одновременно несколько лавин на меньшем, чем их радиус, расстоянии одна от другой, может достигать десятикратного значения:

$$E_m = 10E_r(l_1).$$

На фиг. II.18 схематически показан процесс искажения и усиления исходного поля $E(x)$ в промежутке ветвь — объемный заряд лавин. Кривые с максимумами E_{m1} , E_{m2} и E_{m3} получены соответственно с учетом объемного заряда одной лавины (q_1), двух лавин ($q_1 + q_2$) и трех лавин ($q_1 + q_2 + q_3$).

Итак, если принять $E_m \approx 10E_r(l_1)$, то в районе головки ветви на всем пути ее развития должны быть высокие градиенты, величина которых, например, при длине ветви $l = 30$ см равна 800 кв/см, а при

$l = 60 \text{ см}$ раена 430 кв/см . В таких сильных полях начинает теряться справедливость применяемых формул подвижности, так как представление о том, что сообщаемая полем электрону энергия соизмерима с энергией теплового движения, не соответствует больше действительности. Сведений экспериментального характера о подвижности электронов при $\frac{E}{p} > 500 \text{ в/см мм рт. ст.}$ не имеется. Однако верхний предел скорости электронов можно получить, приняв в основу следующее [27]. Пусть электрон после каждого столкновения движется опять в направлении поля, причем

$$eE\lambda = k\mathcal{E}_k,$$

где $\mathcal{E}_k = \frac{mv^2}{2}$,

k — относительные потери энергии электроном при каждом столкновении;
 λ — длина свободного пробега электрона.

Отсюда следует, что

$$v_{e \max} \approx \sqrt{\frac{2eE\lambda}{km}}.$$

При больших E/p величина k , безусловно, больше $1,4 \cdot 10^{-2}$, как было замерено в [28] для $E/p = 40 \text{ в/см мм рт. ст.}$. Если все же считать $k = 1,4 \cdot 10^{-2}$, то при $E = 800 \text{ кв/см}$ ($E/p = 1050 \text{ в/см мм рт. ст.}$) получим

$$v_{e \max} = 5,6 \cdot 10^8 \text{ см/сек.}$$

Если произвольно учесть изменение k с увеличением E , взяв значение коэффициента в десять раз большее, что, видимо, будет близко к действительному в таких полях, получим скорость электронов все же больше 10^8 см/сек. , а именно:

$$v_{e \max} = 1,8 \cdot 10^8 \text{ см/сек.}$$

Таким образом, только учет фактора искажения и усиления поля у головки ветви отрицательным объемным зарядом лавин дает возможность объяснить скорость развития канала, равную $v = 1,8 \cdot 10^8 \text{ см/сек.}$

Процесс фотоионизации на головке ветви также приводит к значительному увеличению скорости развития канала [27]. Действительно, пусть на расстоянии x_0 от фронта головки ветви образуется n_0 фотозарядов, которые дают начало n_0 электронным лавинам. Вследствие сильной зависимости коэффициента ударной ионизации от напряженности поля лавины наберут критическую плотность объемного заряда, соответствующую $a_{x_0} = 20$, на расстоянии

$$x_k = (x_0 - x_{cp}) < x_0,$$

где

$$x_{cp} = \frac{x_1 + x_2 + \dots + x_{n_0}}{n_0},$$

а x_1, x_2, \dots, x_{n_0} — расстояние между головками лавин и головкой ветви.

При этом суммарный объемный заряд, сосредоточенный в хвостовых частях лавин, должен быть равен заряду головки ветви:

$$q_r = \sum_{n=1}^{n=n_0} q_n.$$

Это равенство выполняется при условии, что одновременно в поле головки ветви развивается

$$n_0 = \frac{p_r}{e \cdot e^{axk}} \cdot \frac{4}{3} \pi R^3 = \frac{4 \cdot 7 \cdot 10^{11} \pi (0,2)^3}{3 \cdot 5 \cdot 10^8} = 47$$

лавин.

В результате такого процесса заряд головки ветви будет перенесен на расстояние x_0 в направлении поля, тогда как электроны в лавинах пройдут всего дистанцию $x_0 - x_{cr}$. Следовательно, скорость развития ветви относительно скорости движения электронов увеличится в

$$\eta = \frac{x_0}{x_0 - x_{cr}}$$

раз.

Количественную оценку этого отношения произвел Ретер. В частности для случая $E/p = 540$ е/см м.м рт. ст. оно оказывается равным $\eta = 5$. Итак, учет совместного действия рассмотренных факторов позволяет физически обосновать скорость ветви, равную

$$v_c = 1,8 \cdot 10^8 \cdot 5 = 9 \cdot 10^8 \text{ см/сек.}$$

Она соответствует в пределах точности измерений ($\sim 20\%$) экспериментальным данным.

b. Отрицательная полярность коронирующего шара

При развитии разряда с отрицательного шара в промежутке $ш — п$ возникающие в приэлектронной области электронные лавины дают начало положительным стримерам, которые развиваются в направлении отрицательного электрода. Когда стримеры приближаются к электроду, положительный объемный заряд их головок увеличивает и без того уже очень высокие градиенты около отрицательного шара; при этом вследствие процессов автоэлектронной эмиссии и фотоионизации с поверхности электрода начинают освобождаться электроны. Если будет освобождено достаточно большое количество электронов, чтобы скомпенсировать положительный объемный заряд головок стримеров, то вблизи электрода на пути каждого последующего стримера образуются локализованные сферы отрицательного объемного заряда.

Каждая маленькая сфера высокой плотности отрицательного заряда может удалиться от электрода-шара механизмом, близким к распространению положительной сферы, что происходит не только из-за движения электронов, но и в основном из-за продолжающейся генерации новых электронов перед фронтом этого объема.

Здесь область ионизации и возбуждения атомов воздуха большей частью ограничивается этой маленькой сферой с высокой плотностью объемного заряда, которая распространяется очень быстро по направлению к плоскости. Следовательно, при отрицательной полярности коронирующего шара ветви развиваются от электрода при помощи механизма, сходного с процессом развития ветви при положительном электроде.

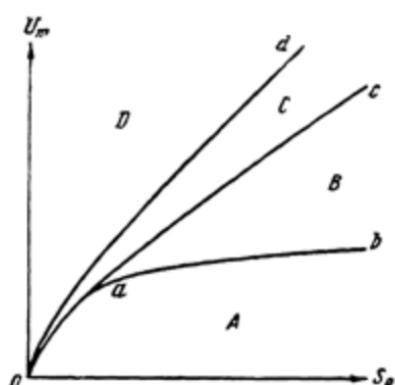
3. МАТЕРИАЛ ПО ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ИМПУЛЬСНОЙ КОРОНЕ

Потенциалы зажигания 3% отрицательной импульсной короны в промежутке $ш — п$ плоскость в пределах 5—10% совпадают с потенциалами зажигания положительной короны. Это непосредственно следует из сравнения начальных градиентов на поверхности коронирующего сферическо-

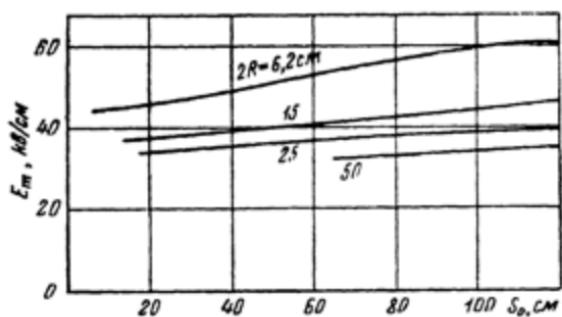
го электрода [20, 26]. Но, в противоположность разряду в условиях +ш—п, который в своем развитии имеет четко выраженные стадии и элементы, при развитии разряда в промежутке — ш + п наблюдается значительное разнообразие явлений при одних и тех же условиях эксперимента. По-видимому, более сложный, ступенчатый характер развития отрицательной импульсной короны объясняется специфическими особенностями развития разряда с отрицательного электрода, что обусловлено уходом электронов в дивергирующее поле.

В условиях схемы —ш + п (шары диаметром $D = 6,2 \div 50 \text{ см}$) или —с + п при $S_0 = 120 \text{ см}$ оптическую картину развития короны при импульсном напряжении ($1/50 \text{ мксек}$) отрицательной полярности подробно исследовали Нориндер и Салка [26].

На фиг. II.19 даны зависимости $U_m(S_0)$, характеризующие области различных стадий искры (A — докоронная, B — коронная, C — 3÷100% короны, D — область перенапряжения). Следует отметить, что величина градиента E_m в точке на поверхности шара, расположенной на ближайшем расстоянии от плоскости, меняется в зависимости от S_0 и D . Функция $E_m(S_0)$ при различных диаметрах коронирующего электрода и напряжениях, определяемых кривой ab (фиг. II.20), приведена на фиг. II.20.



Фиг. II. 19. Области разрядных напряжений, характеризующиеся различными стадиями искры.



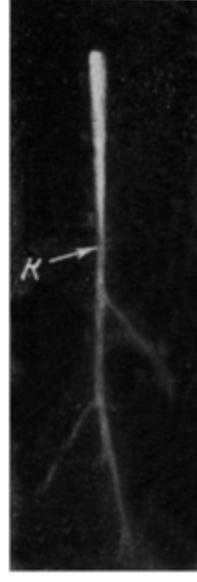
Фиг. II. 20. Максимальная напряженность поля E_m на поверхности шара при возникновении импульсной короны

Как видно, возникновение импульсной короны происходит при меняющейся величине E_m , особенно заметное изменение E_m от S_0 наблюдается при малых D . Известно также сильное уменьшение E_m при возрастании D и $S_0 = \text{const}$.

При отрицательном импульсе напряжения, амплитуда которого обуславливает появление 3% короны, видимое развитие процесса при небольшом диаметре шара начинается с образования расходящегося светящегося пучка из небольшой (приблизительно 0,5 мм) ярко светящейся точки, лежащей на сфере. При несколько большем напряжении вид пучка меняется. Он удлиняется и приобретает конусообразную (или каплевидную) форму, напоминающую след электронной лавины в камере Вильсона.

Однако, вопреки тому, что лавина соприкасается с катодом острым концом, здесь световое явление прикасается к шару своим тупым концом (фиг. II.21). Это образование, которое можно назвать также стеблем, имеет слабое свечение у электрода, усиливающееся по мере сужения диаметра и достигающее максимальной величины у вершины. Конвергенция пучка, очевидно, происходит вследствие появления пространственного положительного заряда.

Из возникающего конического стебля, чаще всего с его конца (*K*, на фиг. II.21), развивается едва заметная ветвь в направлении анода. При дальнейшем увеличении напряжения происходят следующие изменения: ветвь, развиваясь, становится толще и ее свечение усиливается так, как будто бы на вершине первого стебля S_1 появляется второй S_2 ,



Фиг. II. 21. Элемент отрицательной импульсной короны



Фиг. II. 22. Многоступенчатая импульсная корона, развиившаяся до плоскости

соприкасающийся с ним своей вершиной. Яркость второго стебля уменьшается по мере его расширения до тех пор, пока она не сравняется с яркостью ветви. Основными характеристиками ветви являются ее равномерное и не очень яркое свечение и тенденция к ветвлению в направлении плоскости. Это есть полностью развившийся элемент (фиг. II. 21), подобный элементу положительной импульсной короны. Он характеризует явление импульсной формы короны при отрицательной полярности электрода. При шаре большого размера ($D = 50$ см), создающего более равномерное поле у своей поверхности, элемент импульсной короны возникает сразу, без промежуточных стадий. Возрастание напряжений ведет к увеличению числа элементов и их удлинению.

Образование стебля казалось бы легко объяснить лавинно-стримерным процессом, потому что конец стебля не выходит за пределы градиентов поля, достаточных для ионизации. Однако расчеты ионизационных процессов вдоль длины стебля, базирующиеся на электростатическом распределении поля, приводят к неправдоподобно большим плотностям электронов. Это указывает на то что образование стебля происходит уже при наличии объемного заряда, оставленного описанным выше процессом.

До сих пор еще не были проведены исследования структуры отрицательного элемента при помощи ЭОП, что затрудняет его детальное рассмотрение. Во всяком случае объяснение свечения стебля, связанное с ионизационными процессами, не встречает трудности.

В противоположность этому ветви, развивающиеся на большие расстояния от шара, находятся в начальном поле с градиентами, недостаточными для ионизации. Объяснение развития ветвей поэтому следует искать также в механизме волновой ионизации [14], в результате которой ветви получают отрицательный пространственный заряд, создающий необходимый скачок градиентов на границе области, занятой избыточным пространственным зарядом.

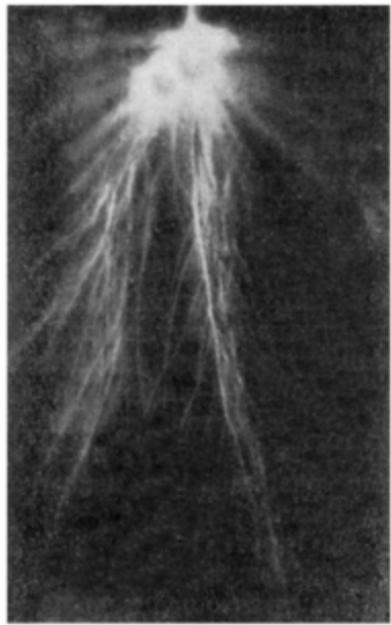
В случае — с + п импульсная корона при увеличении напряжения принимает многоступенчатую форму. Стебли отдельных ступеней ее могут развиваться как с поверхности шара, так и от границы диффузного облака (фиг. II. 22). Кроме того, новые стебли могут появляться вблизи предыдущих стеблей, увеличивая тем самым общую длину импульсной короны.

Удлиняющиеся при повышении напряжения нити импульсной короны могут достичь плоскости, однако это не поведет непосредственно к пробою. В этой стадии процесса, развивающегося при условиях, характеризуемых ветвью *ac* (фиг. II.19), элементы короны соединяют электроды, без чего в этом типе промежутка, по крайней мере при длине S_0 , измеряемой несколькими метрами, не происходит развития лидерной стадии.

Пока лишь созданы ветвями необходимые, но недостаточные для пробоя условия перекрытия всего промежутка. Далее происходит видоизменение этих ветвей. Они становятся более широкими, яркими и менее разветленными. Свое начало эти «вторичные ветви» берут из сливающихся «первичных ветвей». Теперь они могут переносить достаточное количество электронов, чему способствует не только их большая проводимость, но и большие градиенты поля, возникающие при развитии импульсной короны в нижней части промежутка. Контакт этих нитей с плоскостью удовлетворяет условиям возникновения пробоя, и они возникают лишь при напряжениях, достаточных для его завершения. Вторичные ветви, начинающиеся в местах слияния первичных ветвей в промежутке и опирающиеся в нескольких местах на плоскость, видны на фиг. II. 22 [26].

В местах соприкосновения вторичных ветвей с плоскостью образуются яркие стебли, через которые электроны из диффузно-сияющего облака над ними движутся в плоскость. Текущие при этом токи являются непосредственной причиной преобразований этих стеблей в плазменные каналы. Один из этих каналов впоследствии отшнуровывается в яркий канал образующегося с плоскости лидера. Аналогичный процесс возникает также у шарового электрода, образуя встречный развивающийся лидер.

Исследования импульсной короны, проведенные в промежутке — с + п



Фиг. II. 23. Типичная фотография импульсной короны в промежутке — с + п, $S_0 = 200$ см

[13] длиной до 250 см, в общих чертах подтверждают картину, полученную в промежутке — ш + п. Типичная фотография отрицательной импульсной короны, полученная методом отсечки в промежутке $S_0 = 200$ см, показана на фиг. II.23. По длине ветвей и времени отсечки был определен нижний предел скорости развития короны 10^8 см/сек.

4. РОЛЬ ИМПУЛЬСНОЙ КОРОНЫ В БАРЬЕРНОМ ЭФФЕКТЕ

Исследование импульсной короны позволило ответить также на вопрос, связанный с механизмом «барьерного эффекта», под которым имеется в виду повышение разрядного напряжения вследствие установки в разрядном промежутке экрана из изоляционного материала [15, 16, 17].

Механизм барьерного эффекта на импульсном напряжении изучен еще недостаточно. Попытки объяснить физические процессы при барьерном эффекте делались в работах В. С. Комелькова и А. М. Лифшиц [18], а также Н. Н. Николаевской [19], авторы которых выдвигают два существенно различных механизма барьерного эффекта.

В работе [18] основная роль в барьерном эффекте отводится объемным зарядам, образующимся в промежутке электрод — экран и оседающим на экране в результате развития «стримерных» процессов. Эти объемные заряды тормозят дальнейшее развитие лидерного канала и удлиняют его траекторию — лидерный канал часто развивается в обход экрана. Как полагают авторы рассматриваемой работы, стримеры могут проникать за барьер, не пробивая его, однако достаточным условием завершения разряда в промежутке с барьером должен явиться пробой экрана лидером.

По другим представлениям [19], барьерный эффект обусловливается прежде всего самим экраном как механической преградой для стримеров. Чтобы произошел пробой, необходимо поднять напряжение на разрядном промежутке и обеспечить в области за барьером такие градиенты, при которых там может начаться ионизация соударением и, следовательно, появиться возможность образования стримеров. Достаточным условием завершения разряда считается полное перекрытие стримером разрядного промежутка, которое в дальнейшем приводит к пробою разрядного промежутка и к пробою экрана. При последующих импульсах напряжения прочность промежутка резко падает.

Как уже указывалось выше, приближение плотного экрана к коронирующему электроду или же повышение напряжения на электродах промежутка, увеличивающее интенсивность импульсной короны, приводит в конечном итоге к пробою экрана. Пробой происходит под действием сильного электрического поля, локализованного на конце ветви и обусловленного зарядом ее головки. Импульсная прочность промежутка с барьером, в котором есть сквозные отверстия, резко падает и мало отличается от прочности промежутка без барьера. Барьер становится малоэффективным. Поэтому следует считать, что снижение электрической прочности промежутка с барьером связано с пробоем экрана в стадии импульсной короны.

При этом градиенты внешнего электростатического поля за барьером не обязаны быть такими, чтобы вызвать ионизацию соударением. Они должны быть лишь достаточными для развития в этой области импульсной короны, которая, как известно, может развиваться при градиентах порядка 1 кВ/см и выше. Требование пробоя экрана в стадии импульсной короны связывается с необходимостью освободить в разрядном промежутке определенное количество объемного заряда, который участвует в формировании канала лидера.

В процессе развития положительной импульсной короны между электродами разрядного промежутка образуется объемный заряд положительных ионов и электронов, сосредоточенный в элементах короны. За время развития импульсной короны, которое в двухметровом промежутке составляет $2 \cdot 10^{-7}$ сек, только часть электронов из общего числа заряженных частиц уйдет под действием внешнего электрического поля на положительный коронирующий электрод. Оставшийся в разрядном промежутке нескомпенсированный заряд положительных ионов снижает градиенты в приэлектродной зоне и прекращает в ней дальнейшую ионизацию соударением. Ветви импульсной короны могут перекрыть разрядный промежуток полностью, но не в состоянии резко увеличить сквозной ток в разрядном контуре и тем самым нарушить изоляционные свойства промежутка.

Все же, если напряжение на промежутке $U \geq U_{\min}$ (где $U_{\min} = 50\%$ разрядное напряжение), то развитие пробоя продолжается, но осуществляется уже иным механизмом — лидерным. Лидерный процесс является качественно новой формой развития электрической искры. Он характеризуется ярким отшлифованным каналом, относительно медленным развитием в пространстве (средняя скорость порядка 10^7 см/сек) и таким же медленным, пропорциональным скорости пространственного развития, нарастанием тока в разрядной цепи. Относительно небольшие средние градиенты вдоль канала лидера указывают, с одной стороны, на наличие в нем избыточного положительного заряда, регулирующего потенциал на его головке, и, с другой стороны, на высокую плотность ионизации, обеспечивающую большую проводимость канала. Перекрытие разрядного промежутка каналом лидера, в отличие от перекрытия ветвями импульсной короны, приводит к резкому подъему тока в разрядной цепи и полному нарушению изоляционных свойств промежутка.

Возникновение и развитие канала лидера требует определенной энергетической обработки участков газа, непосредственно примыкающих к его головке, которая выражается в предварительной ионизации впереди лежащего объема разрядного промежутка и создании в результате этого определенного тока освобожденных электронов на головку канала, что осуществляется импульсной короной.

Можно считать, что развитие лидерного канала связано с двумя условиями:

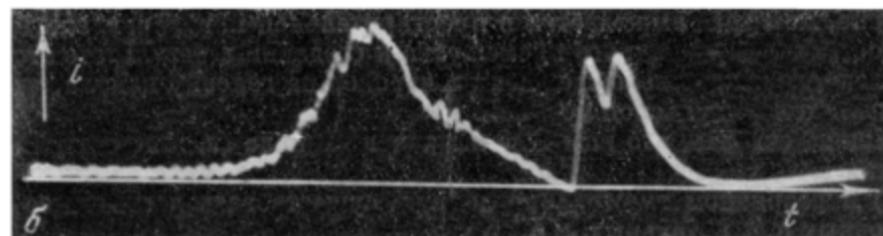
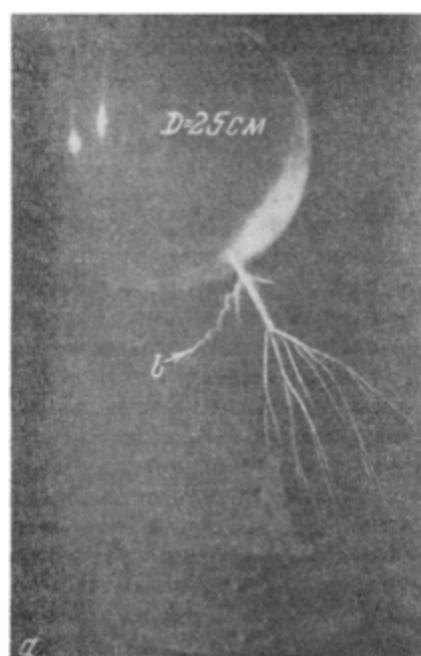
1) в разрядном промежутке должно существовать достаточное число свободных отрицательных зарядов,

2) внешнее приложенное напряжение должно обеспечить необходимый темп отсоса этого отрицательного заряда из промежутка.

Первое условие обеспечивается развитием импульсной короны, второе условие связано с амплитудой прикладываемого импульса напряжения. Например, в разрядном промежутке сфера диаметром 25 см — плоскость $S_0 = 200$ см (перевернутая схема) при напряжении $U_{ko} = 915$ кв на фотографии зарегистрирована только импульсная корона (фиг. II.12). Темп отсоса свободных электронов еще не достаточен для образования канала лидера. При напряжении $U_m = 1,18 U_{ko} = 1080$ кв в разрядном промежутке уже фиксируется начальная стадия отшлифования канала лидера (фиг. II.24). С повышением амплитуды U_m длина лидера увеличивается. Однако если $U_m < U_{\min}$, дальнейшее развитие канала лидера приостанавливается: исчерпывается запас свободных электронов в промежутке, образованных в результате развития импульсной короны а лидер за это время не успевает пройти зону интенсивного положительного заряда, который экранирует и снижает градиенты на его головке.

Только при U_{\min} лидер в состоянии преодолеть этот своеобразный барьер из объемного заряда.

Следует обратить внимание на сложный, двойственный характер воздействия импульсной короны на развивающийся в последующем лидер. С одной стороны, импульсная корона является тем исходным процессом, который вызывает предварительную ионизацию промежутка. С другой



Фиг. II. 24. Импульсная корона с отшнурованным каналом l лидера (а) и осциллограммы сопровождающего тока (б)

стороны, после окончания развития импульсной короны свободные электроны из ее ветвей уходят в направлении положительного электрода. Остающийся заряд малоподвижных ионов выравнивает градиенты в разрядном промежутке и не способствует развитию дальнейшего процесса ионизации. Заряд, приходящийся на единицу длины промежутка от одной ветви импульсной короны в предельном случае, когда считается, что все свободные электроны после окончания развития импульсной короны уходят на анод, можно подсчитать по формуле:

$$q_+ = Ne\pi R^2 = 10^{12} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 3,14 \cdot (0,02)^2 = 2 \cdot 10^{-8} k,$$

где $N = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (см. выше); $R = 0,2 \text{ см}$ — средний радиус канала ветви при $S_0 = 200 \text{ см}$.

Очень трудно решить вопрос реальной геометрии распространения этого заряда и, следовательно, о конечном эффекте выравнивания поля. Осложнения связаны с такими факторами, как необходимость учета процессов рекомбинации и диффузии, которые внесут существенные поправки в упрощенные представления.

Минимальный ток, соответствующий переходу лидера в самостоятельный процесс при $U_m = U_{min}$, в данных условиях оказался равным $i_{min} = 0,65 \text{ а.}$ При перенапряжении i_{min} увеличивается, что приводит к увеличению начальной скорости развития лидера. Так как отшнурование канала лидера происходит при $U_k < U < U_{min}$, можно считать, что достаточным для образования канала лидера в данных условиях промежутка ток будет несколько меньше $0,65 \text{ а.}$ Если учесть, что начальный диаметр канала лидера приблизительно равен $\approx 0,1 \text{ см}$, то этому току будет соответствовать плотность тока $j = 82 \text{ а/см}^2$. Можно показать, что такая плотность тока достаточна для образования термоионизированного канала лидера с $N = 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Стекольников И. С., Яворский В. В. Импульсная корона. Бюлл. ВЭИ, № 3, 1935.
2. См. «Введение» [39].
3. Allibone T. E. The mechanism of the long spark. J. IEE, 82, No. 497, 1938.
4. Kraemer H. Untersuchungen von Entladungen mit der Nebelkammer. Arch. Elektrotechn., 28, Nr. 11, 1934.
5. Гей В. В., Зайенц С. Л. Исследование импульсной короны в камере Вильсона. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 15, с. 533 и 648, 1945.
6. См. «Введение» [21].
7. Torok J. J., Fielder F. D. Ionisation currents and the breakdown of insulation. J. IEE, Jan. 1930.
8. Машкилайсон Л. Е., Гей В. В., Зайенц С. П., Костенко М. В. Исследование импульсной короны. Тр. ЛПИ, Электротехника, № 2, 1941, № 5, 1947.
9. Костенко М. В. Атмосферные перенапряжения и грозозащита высоковольтных установок. Госэнергоиздат, 1949.
10. См. гл. I [13].
11. См. «Введение» [56].
- 11а. Александров Г. Н. Начальные стадии отрицательной короны с острием. «Ж. техн. физ.», 26, № 12, 1956.
- 11б. Физические условия возникновения коронного разряда на гладких проводах при постоянном напряжении. «Ж. техн. физ.», 26, № 12, 1956.
12. См. «Введение» [2].
13. Пулаевская И. Г., Стекольников И. С. Исследование природы длинной искры. V. «Изв. АН СССР, ОТН», № 10, 1956.
14. Park J. H., Cones H. N. Surge voltage breakdown of air in a nonuniform field. J. Research Nat. Bureau Stand., 56, No. 4, 1956.
15. Marx E. Der Durchschlag der Luft im Unhomogenen elektrischen Felde bei verschiedenen Spannungsarten. ETZ, Nr. 33, 1930.
16. Roser H. Schirme zur Erhöhung der Durchschlagspannung in Luft. ETZ, Nr. 17, 1932.
17. Волощенко Н. Ф. Влияние барьера на электрическую прочность воздушных промежутков. «Электричество», № 3, 1946.
К вопросу о механизме барьерного эффекта. «Электричество», № 6, 1947.
18. Комельков В. С., Либшиц А. М. Влияние барьеров на развитие электрического разряда в длинных промежутках. «Изв. АН СССР, ОТН», № 10, 1950.
19. Николаевская Н. Н. К вопросу о механизме барьерного эффекта в воздухе при импульсном напряжении. Техника высоких напряжений. Тр. ЛПИ, № 1, 1954.
20. Norinder H., Salok O. Screens in long discharge gaps. Ark. Fys., 6, No. 7, 1953.
21. Raether H. Die Entwicklung der Elektronenlawine in den Funkenkanal. Zs. Phys., 112, Nr. 7—8, 1939.
22. Lapple H. Neue Untersuchungen über die Wechselspannungskorona an Leitungssäulen. ETZ, Nr. 3/4, 1944.
23. Loeb L. B., Meek J. M. The mechanism of the electric spark. Standford University Press, 1941.
24. См. «Введение» [30].
25. См. «Введение» [29].

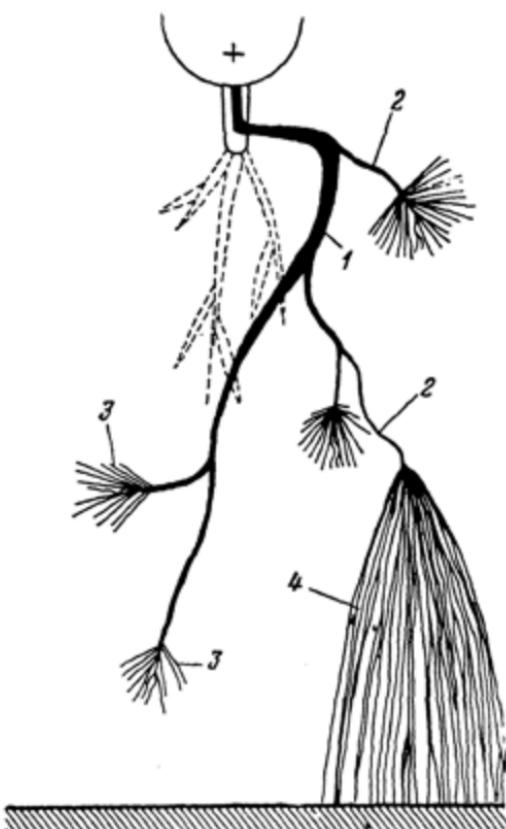
26. Norinder H., Salka O. Mechanism of long-gap negative spark discharges in air at atmospheric pressure. *Ark. Fys.*, 5, No. 24, 1952.
27. Raether H. Zur Entwicklung von Kanalentladungen. *Arch. Phys.*, 1, 1940.
28. Raether H. Untersuchung der Elektronenlawine mit der Nebelkammer. *Z. Phys.*, 107, 91, 1937.
29. Браго Е. Н., Стекольников И. С. Исследование природы длинной искры. «Изв. АН СССР, ОТН», № 11, 1958.
30. Roth A. Hochspannungstechnik. Berlin, 1927.
31. Kip A. F. Positive-point-to-plane discharge in air at atmospheric pressure. *Phys. Rev.*, 54, 1939.
On onset studies of positive point-to-plane corona in air at atmospheric pressure. *Phys. Rev.*, 55, 1939.
32. Loeb L. The threshold for spark development by streamer mechanism in uniform field. *Phys. Rev.*, 74, 1948.
33. Holzer W. Optische Untersuchung der Funkenzündung in Luft von Atmosphärendruck mittels des unterdrückten Durchbruchs. *Z. Phys.*, 77, Nr. 9/10, 1932.
-

ГЛАВА III

ЛИДЕРНАЯ СТАДИЯ ДЛИННОЙ ИСКРЫ

В предыдущей главе были рассмотрены начальные условия отшнурования канала лидера, представляющего собой вторую стадию искры.

В настоящей главе излагаются сведения о развитии лидера при напряжениях, больших U_{\min} (см. гл. I), когда лидерный канал в конце стадии перекрывает весь разрядный промежуток.



Фиг. III. 1. Схематический вид лидера.
1 — канал; 2 — ветвь; 3 — кисточки; 4 — пучки нитей

На фиг. III. 1 схематически показан лидер в промежутке шар—плоскость и даны основные названия его структурных элементов, сохраняющиеся для процесса во всех промежутках. В целом лидер имеет древовид-

ную структуру, в которой различают ярко светящийся канал 1, имеющий более или менее четкие границы, и более тонкие каналы — ответвления или ветви 2.

На концах развивающихся ветвей имеются нитевидные разветвления 3, называемые для сокращения «кисточками», а на концах ветвей, развитие которых прекращается, видны длинные бледные нити 4, доходящие при далеко продвинувшейся ветви до плоскости; это явление получило название «лидерной короны» или «пучков нитей» [1].

Во всех воздушных промежутках нити лидерной короны следуют силовым линиям электрического поля электродов (или поля, измененного лидерным каналом). Корона лидера всегда опережает канал, и потому развитие его происходит в воздухе, состояние которого значительно изменено этой короной.

Развитие лидера — сложный процесс, протекание которого во времени и пространстве зависит от многих факторов, прежде всего от типа разрядного промежутка, полярности импульса и среды, заполняющей межэлектродное пространство.

Многолетнее изучение лидерного процесса в разных странах позволило накопить обширный экспериментальный материал. Этот материал, полученный при разных схемах опытов, разрядных промежутках и формах импульсов напряжения, характеризует лидерный процесс качественно и количественно. Но, несмотря на это, теории лидерного процесса до сих пор еще нет. Изложение всех проведенных экспериментов усложнило бы выяснение основного содержания процесса. Поэтому кажется наиболее целесообразным рассмотреть процесс развития лидеров на нескольких типовых разрядных промежутках и на этом материале попытаться сформулировать некоторые общие закономерности этой стадии искры.

4. ЯВЛЕНИЯ В ЛИДЕРНОЙ СТАДИИ

Как уже отмечалось ранее, пробой воздуха лидерным процессом происходит в промежутках с резко неоднородным полем, в так называемых «длинных» промежутках. Длинные промежутки по ряду специфических черт развития лидерного процесса, которые будут изложены ниже, удобно разделить на две группы: промежутки с непротяженным «коронирующим» (малого радиуса кривизны) электродом и промежутки с протяженным «коронирующим» электродом. К первым относятся такие промежутки, у которых коронирующими электродами являются стержни и шары небольшого (по сравнению с межэлектродным расстоянием) диаметра; ко вторым — промежутки провод — плоскость, кольцо большого диаметра — плоскость и им подобные.

Приводимый ниже материал детально показывает развитие лидерного процесса в промежутках с — п, с — с/п и коронирующее кольцо — плоскость (кк — п) при вариации полярности «коронирующего» электрода и сохранении неизменными параметров схемы ($R_0 = 1300 \text{ ом}$) и формы исходной волны напряжения (1/320 мксек) [2]. Демонстрируемые при этом фотoreгистрации этапов процесса были получены в основном методом отсечки (гл. I).

1. ПРОМЕЖУТКИ С НЕПРОТЯЖЕННЫМ «КОРОНИРУЮЩИМ» ЭЛЕКТРОДОМ

Промежуток + с — п. Характерной особенностью лидерного процесса в этом промежутке является развитие каналов лидера только в одном направлении — от стержня к плоскости. Это объясняется характером импульсной короны для рассматриваемого случая (гл. II), т. е. большой концентрацией ветвей и, возможно, стеблей только у стержня.

В промежутке $+ - \pi$ имеется обычно один канал, для которого типичны, во-первых, сильная разветвленность и извилистость и, во-вторых, наличие кисточек, состоящих из тонких нитей (видимая длина которых не более 0,5—1 см) на конце почти каждого ответвления канала.

Следует, однако, иметь в виду, что наличие более яркого свечения канала лидера создает фон на фотографической пленке, который препятствует выявлению действительной длины нитей.

При импульсах с амплитудой $U_{tm} < U_{min}$ внешний вид лидера мало отличается от его внешнего вида при $U_{tm} \approx U_{min}$ на первых этапах развития. Измерения длины лидера при различных $U_{tm} \ll U_{min}$ и диаметрах коронирующего электрода 5,0; 25 и 50 см показали следующее:

1. Максимальная длина канала лидера l_{max} растет с увеличением U_{tm} .

2. Максимальная длина l_{max} мало зависит от радиуса кривизны коронирующего электрода при неизменном U_{tm} .

3. При $U_{tm} \approx U_{min}$ существует критическая величина $l_{max} = 7-17\% S_0$; под критической величиной l_{max} понимается максимальная длина канала лидера, который заканчивает свое развитие, не достигнув противоположного электрода. Иначе говоря, при $U_{min} \approx U_{tm}$ лидер либо будет иметь длину не больше критической, либо перекроет весь промежуток. Этот вопрос детальнее рассматривается в гл. VIII.

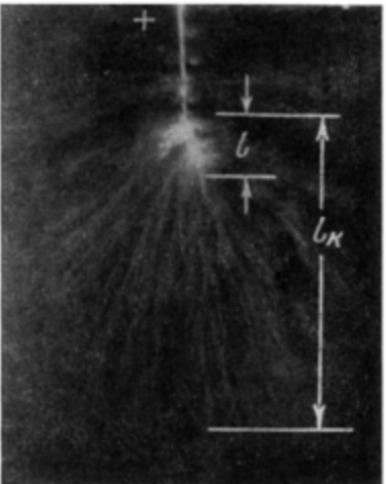
На фиг. III. 2 показана оптическая картина начала лидерного процесса при $U_{tm} = 1200$ кв и $k = 1,05$ ($k = U_{tm}/U_{min}$ определяет величину перенапряжения) в промежутке длиной $S_0 = 200$ см.

Время отсечки здесь равно 1—1,2 мксек. Вследствие небольшой интенсивности первой стадии — импульсной короны — на приводимых фотографиях она либо видна слабо, либо полностью отсутствует. От стержня берет свое начало лидерный канал длиной около 10 см. От концов ветвей канала отходят пучки нитей (корона лидера), длина которых l_k , фиксируемая аппаратом, достигает 100 см. Ток i в цепи разряда в этой стадии ниже максимального тока лидера приблизительно на два порядка величин.

С увеличением длительности отсечки t длина канала лидера, так же как и длина его ветвей (l_b) и l_k увеличиваются. Возрастает и интенсивность свечения всех элементов развивающегося лидера.

К моменту $t = 8-10$ мксек, когда длина канала лидера достигает 35—40 см, а $l_k \approx S_0$, ток продолжает оставаться меньше 20 а. Регистрируемая интенсивность лидерной короны при этом становится настолько большой, что отдельные пучки ее сливаются, однако нити еще можно различить.

При дальнейшем увеличении длины канала лидера интенсивность пучков нитей продолжает возрастать¹, они сливаются и образуют сплошное свечение, оканчивающееся на плоскости [1, 2, 9] и имеющее форму, близкую к гиперболоиду с диаметром на плоскости 1—1,5 м (фиг. III. 3).



Фиг. III. 2. Начало лидерного процесса:

$$t = 1,0 + 1,2 \text{ мксек}; l = 10 \text{ см}; l_k = 100 \text{ см}; i \approx 0$$

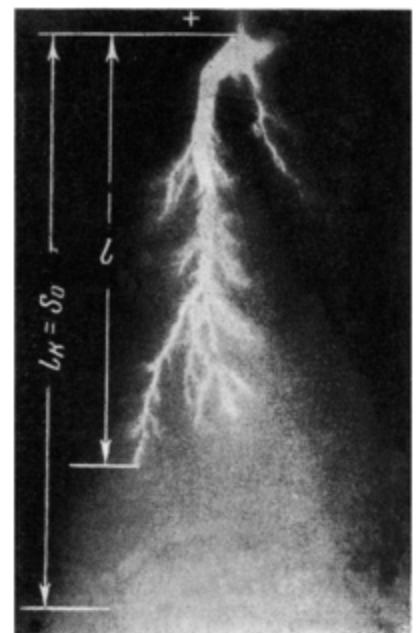
¹ На фотографиях, получаемых методом отсечки, содержится результат наложения всех процессов, протекших до момента отсечки напряжения, что делает трудным правильную оценку интенсивности свечения в промежутке в данный момент времени.

На всех фотографиях лидера, полученных методом отсечки, как и на скоростных фоторазвертках, обращает на себя внимание то обстоятельство, что пучки нитей видны на концах канала лидера или его ответвлений (фоторазвертка на фиг. III. 4; $S_0 = 400$ см; $R_0 = 100$ ком); кроме того, отсутствие крупных ветвей с одной стороны лидерного канала всегда сопровождается почти полным отсутствием свечения с этой стороны.

Поэтому можно предположить, что появление этих пучков нитей связано лишь с остановкой развития ветви. Непосредственного доказательства сделанного предположения пока нет.

При $k \geq 1$ феноменология развития лидера процесса отличается большей яркостью всех элементов лидера.

Промежуток — стержень + плоскость. В рассматриваемом промежутке характерные черты импульсной короны — узкие сконцентрированные пучки вторичных ветвей, их малая разветвленность, небольшое число относительно интенсивных пучков, достигающих плоскости (см. фиг. II. 23), — определяют особенности лидера процесса, более всего проявляющиеся при $k \approx 1$. В основном эти особенности состоят в том, что лидерные каналы развиваются навстречу один к другому, причем с плоскости их растет обычно несколько. Отметим также, что отрицательный канал лидера отличается от положительного меньшей разветвленностью, меньшим углом между каналом и его ветвями, почти полным отсутствием мелких стволов и кисточек. Необходимым условием начала развития лидерной стадии является контакт импульсной короны с плоскостью [3] (см. также гл. II настоящей книги). В нижних частях нитей короны у плоскости начинают развиваться



Фиг. III. 3. Лидер:

$t = 15 \pm 17$ мксек; $l = 150$ см; $l_k = 200$ см;
 $i = 150$ а

стебли плоскости (гл. II), превращающиеся затем в положительные каналы лидера. При длине канала 5—15 см видно диффузное свечение, окружающее канал, диаметром около 20 см. Это свечение простирается намного выше конца канала, постепенно уменьшаясь по интенсивности и накладываясь на соответствующие нити импульсной короны; оно похоже на корону положительного лидера, и, возможно, не отличается от нее.

С развитием положительных каналов интенсивность диффузного свечения увеличивается. Явное развитие отрицательного канала лидера начинается только после того, как диффузное свечение становится заметным у отрицательного электрода. До этого момента отрицательный канал остается коротким, неясно очерченным и практически не удлиняется.

С началом видимого роста отрицательного канала интенсивность диффузного свечения сильно возрастает, оно приобретает форму веретена, концы которого находятся на стержне и плоскости (фиг. III. 5).

Если число положительных лидеров больше одного, на плоскости образуется несколько вершин веретен диффузного свечения, сливающихся в верхней части промежутка.

В главной стадии канал искры в большинстве случаев имеет расщепление («петлю»), расположенное вблизи середины промежутка.

При $k \geq 1,2$ интенсивность импульсной короны такова, что по оконча-

ны ее развития большое число (десятки) пучков достигает плоскости и, следовательно, в них зарождаются десятки положительных лидерных каналов. В связи с этим происходит более раннее формирование и развитие отрицательного лидерного канала.

С течением времени длина положительных и отрицательного каналов и интенсивность диффузного свечения увеличиваются. Последнее становится таким ярким, что импульсная корона на фотографиях уже не видна.



Фиг. III. 4. Фоторазвертка разряда при $k \approx 1$;
 $R_0 = 100$ км

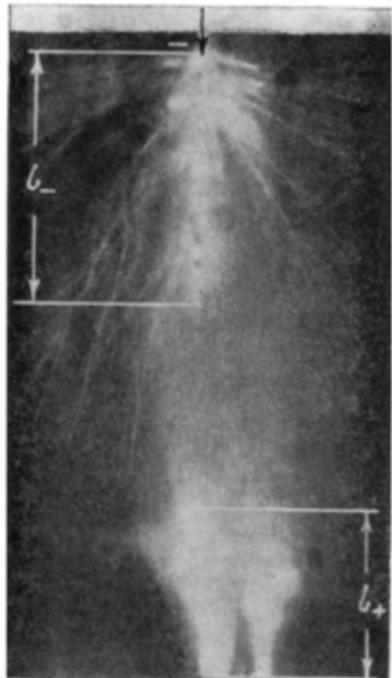
Большое число положительных каналов приводит к тому, что отдельные области диффузного свечения сливаются и образуют единую светящуюся область, напоминающую гиперболоид.

В некоторый момент времени из всех положительных каналов начинают выделяться один-два канала, с более интенсивным развитием, однако отрицательный лидерный канал все время остается более длинным (фиг. III. 6). В результате встречи каналов происходит ближе к плоскости, и тем ближе, чем больше k .

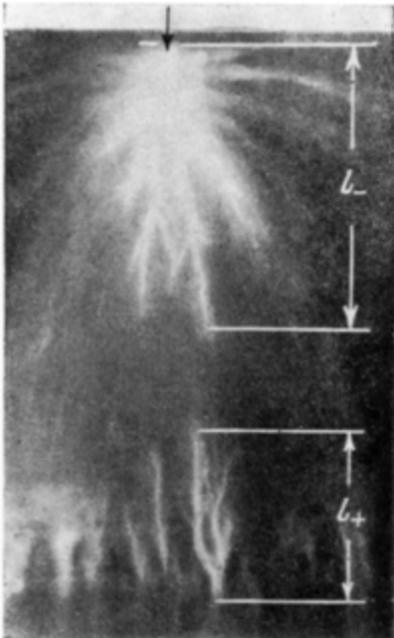
Отрицательный лидерный канал при $k \approx 1$ почти не ветвится, но с увеличением k число его ветвей и угол между ними возрастают и он становится сильно разветвленным. На фиг. III. 6 видно, что каждая ветвь отрицательного канала развивается только навстречу положительному, по соединяющему их кратчайшему пути. Других ветвей у

отрицательного канала не наблюдается. Длина ветви отрицательного канала тем больше, чем больше длина положительного.

Эту особенность отрицательного лидера в промежутке — с + п отмечал еще Аллибон [4]; он же показал, что отрицательный канал может ветвиться и при $k \approx 1$, если искусственно создать встречные положительные лидеры. На основании всех этих фактов можно заключить, что положительные лидеры имеют определяющее значение для развития отрицательного канала. Именно этим и объясняется ветвление



Фиг. III. 5. Лидерный процесс в промежутке — с + п:
 $t = 4 \div 4,5$ мксек; $l_- = 65$ см; $l_+ = 65$ см; $i \approx 100$ а



Фиг. III. 6. Лидерный процесс:
 $k = 1,2$; $t = 3$ мксек; $l_- = 100$ см; $l_+ < 70$ см; $i \approx 500$ а

отрицательного канала при $k \geq 1,2$, так как в этом случае имеется большое число положительных лидеров, причем некоторые из них значительно удалены от оси промежутка.

Промежуток с — с/п. Здесь, как и в ранее рассмотренных промежутках, отличительные особенности лидерного процесса связаны с состоянием импульсной короны к концу ее развития. Так как в этом случае на обоих стержнях имеются стебли или значительные концентрации ветвей, в промежутке развиваются два встречных лидерных канала, положительный и отрицательный, со всеми характерными для них особенностями; лидерная корона имеет при этом форму веретена, что соответствует конфигурации электростатического поля.

В этом промежутке для развития положительного лидерного канала нет необходимости перекрывать отрицательной импульсной короной весь промежуток. Однако для развития отрицательного канала по-прежнему требуется наличие достаточно интенсивной положительной лидерной короны (диффузного свечения), перекрывающей промежуток. Этим, возможно, объясняется значительное отставание формирования отрицатель-

ного канала от положительного при $k \approx 1$ и уменьшение разницы в развитии этих каналов при увеличении k .

На фиг. III. 7 показана одна из последовательных картин развития лидерной стадии при $k \approx 1$.

2. МЕХАНИЗМ ВТОРОЙ СТАДИИ ИСКРЫ

Имеющиеся экспериментальные материалы и теоретические представления о газоразрядных процессах позволяют дать предполагаемую схему развития лидерной стадии в типовых разрядных промежутках и типовых условиях опыта и некоторые количественные характеристики процесса.

Промежуток + — п. Перед началом развития лидера в промежутке имеется пространственный положительный заряд импульсной короны, развившейся от конца стержня. Здесь же, у конца стержня, зарождается и отшнуровывается канал лидера (см. гл. II).

Примем, что лидерный канал продвигается на некоторое расстояние вследствие образования стримера (km на фиг. III. 8 или одна из нитей «кисточки» З на фиг. III. 1) на его конце и последующей переработки этого стримера в участок лидерающего канала. Переработка означает повышение проводимости, плотности ионизации, температуры и т. д. в стримере.

При достаточной величине потенциала головки стримера градиенты вблизи ее поверхности (величина которых определяется ее конфигурацией и потенциалом) обеспечат возникновение лавин электронов, развивающихся из точек n (фиг. III. 8, б) в направлении к точке m со скоростью $v_a \approx 2 \cdot 10^7$ см/сек.

Дойдя до точки m , лавины создадут условия для возникновения стримеров, распространяющихся от m к n .

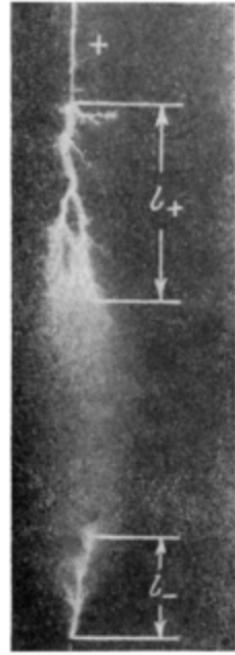
Для упрощения описания процесса будем считать, что лишь одна из лавин вызовет образование стримера mn (фиг. III. 8, в), головка которого движется со скоростью $v_s \approx 2 \times 10^8$ см/сек.

Электроны, вливающиеся из лавин в стример mk , создают большую его проводимость и повышают температуру до величины, при которой он становится участком лидерающего канала. Процесс соответствует главной стадии в механизме, описанном в гл. II (см. фиг. II. 16). Однако в данном случае роль катода, создающего электроны, выполняют лавины.

Переработка занимает определенное время. Приход головки лидера в точку m вследствие увеличения потенциала в точках m и n может вызвать новые электронные лавины из точек O' , O , O'' (фиг. III. 8, г), и, следовательно, процесс удлинения головки лидера повторится.

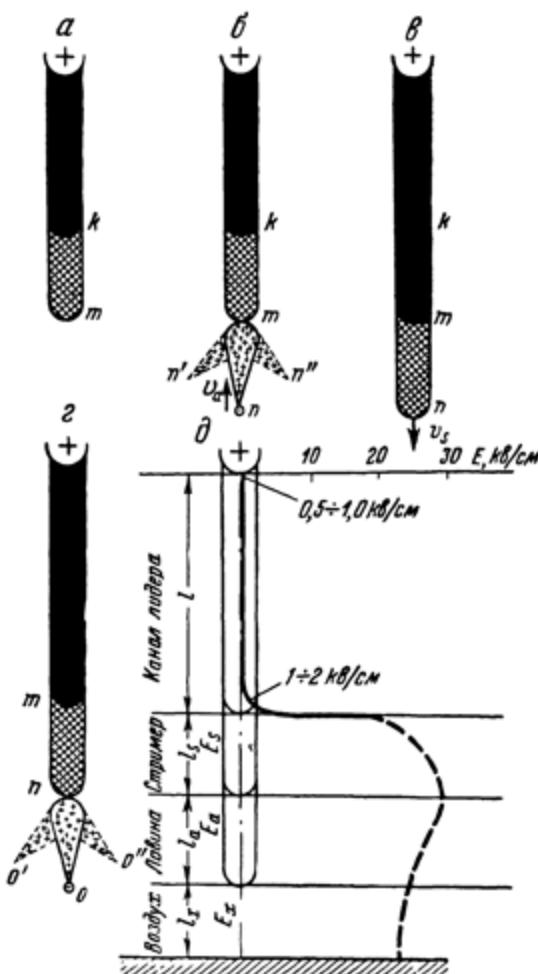
Длительность процесса удлинения головки лидера определяется временем развития лавины от точки n до точки m и стримера, продвинувшегося из точки m в точку n , если считать, что за это время участок mk будет прогрет до состояния лидерающего канала.

Согласно изложенному, канал лидера удлиняется скачкообразно. Подтверждением этого могут служить фоторазвертки, полученные при помощи ЭОП [33]. Фоторазвертка вместе с осциллограммой тока приведена на фиг. III. 9, а. Начало развертки относится к моменту t_0 , когда лидерный канал продвинулсь на длину около 60% S_0 ; пробой происходит



Фиг. III. 7. Лидерный процесс в промежутке $c - s/p$:
 $t = 14$ мксек; $k \approx 1$;
 $l_+ = 75$ см; $l_- = 44$ см;
 $t \approx 200$ а

в момент t_p . На фотографии особенно отчетливо видно скачкообразное про- движение канала лидера в области, близкой к плоскости. Длина скачков достигает здесь 3–5 см. Отсутствие всплесков на осциллограмме тока (фиг. III. 9, б) можно объяснить многочисленностью одновременно развивающихся головок и методом регистрации тока. В промежутках + с – п



Фиг. III. 8. Развитие канала лидера в промежутке + с – п:
 а — канал лидера и стример у его головки; б — образование лавин у головки стримера; в — переработка стримера в канал лидера *km* и возникновение стримера *m*; г — образование лавин на головке стримера;
 д — распределение градиентов потенциала вдоль лидера и воздушного промежутка

при $S_0 = 5-5,7 \text{ м}$ И. С. Стекольников и А. В. Шкилев зарегистрировали скачки ΔS_1 длиной в среднем 30 см (некоторые из них достигали 60 см) и сопровождающий их ток (см. фиг. III. 9, в и г). Механизм образования таких длинных скачков требует дополнительного изучения.

Согласно Лебу [32], из вновь образовавшегося 1 см длины канала часть электронов n уходит в сторону анода. Уход электронов образует избыточный положительный объемный заряд линейной плотности $ne = i/v_l$ (i — лидерный ток, v_l — скорость продвижения головки лидера). Величину ne можно определить из экспериментальных зависимостей $v_l(i)$. Изме-

рения различных авторов показали, что зависимости $c_l(l)$ для промежутков длиной до нескольких метров изображаются прямыми линиями, проходящими через начало координат. Следовательно, величина ne определяется наклоном прямых. По измерениям А. Я. Инкова [16] для случая промежутка $+c - p$ при $S_0 = 200 \text{ см}^2$, $R_0 = 1350 \text{ ом}$ и $k = 1,5$, $\gamma = ne = 3,5 \cdot 10^{-6} \text{ к/см}^2$.

Пространственный заряд лидера, образующий чехол вокруг канала, вызывает радиальные градиенты. Радиус чехла можно подсчитать при помощи теоремы Гаусса из условия, что на границе его напряженность равна 30 ке/см .

В рассмотренном примере радиус чехла по подсчету оказывается равным 2 м . Однако такого рода расчеты, не учитывающие сложных временных изменений процесса ионизации, наличия ветвей канала и ряда других факторов, не могут претендовать на точность.

Развитие ветвей лидерного канала может одновременно происходить в нескольких направлениях, но в основном оно идет в направлении, задаваемом полем между электродами.

Одна из ветвей лидерного канала, оказавшаяся в более благоприятных условиях (возможно, вследствие различия микроструктуры среды промежутка), обгоняет другие в своем развитии. Будучи хорошо проводящей, она сильно уменьшает градиенты в части промежутка, расположенной выше ее головки, делая маловероятным дальнейшее развитие других ветвей.

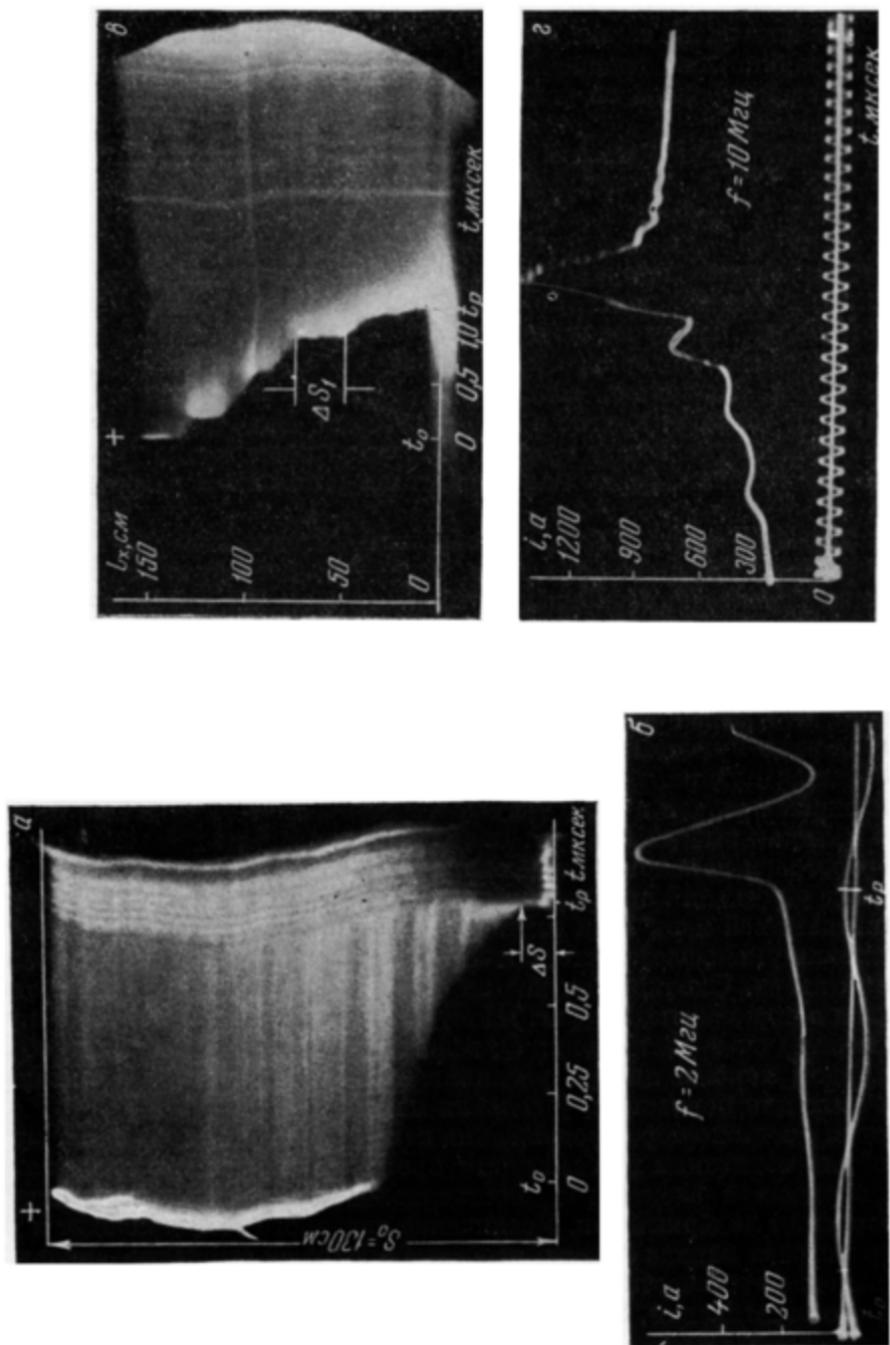
Как уже отмечалось выше, своеобразное явление наступает на конце ветви, прекращающей свое развитие. Здесь появляются пучки нитей, достигающие плоскости. Механизмом образования этих нитей может быть волновая ионизация (см. гл. II), в результате которой часть электронов из нитей перемещается в канал ветви. Электроны, текущие по каналу лидера, увеличивают его проводимость и поднимают потенциал в точках разветвлений, что может стимулировать развитие других ветвей. В один и тот же момент приостанавливается развитие довольно большого числа ветвей канала лидера, еще больше образуется лавин у концов каналов развивающихся ветвей и создается много источников электронов, стекающихся по каналам лидера к аноду. Электроны поддерживают ток, приводящий к разогреву каналов и создающий условия для их термоионизации.

По мере удлинения лидера падение напряжения в его канале, в сопротивлении внешней цепи R_0 и ее индуктивности L увеличивается и потенциал головки уменьшается, что, вообще говоря, может привести к остановке роста лидера. Однако в случае не очень больших величин R_0 средние градиенты в промежутке l_x (фиг. III.8) не только не снижаются, но и увеличиваются за счет уменьшения l_x ; вследствие выравнивания поля объемным зарядом короны лидера увеличивается также область градиентов, достаточных для ионизации, у головки канала.

В связи с этим по мере продвижения канала лидера в глубь промежутка условия для ионизации по всей длине промежутка улучшаются, увеличивается количество электронов, поставляемое лавинами каналу лидера, т. е. возрастает лидерный ток. Увеличение лидерного тока приводит к усилению разогрева канала лидера, особенно в верхней его части, уменьшает сопротивление этой части канала и тем самым увеличивает градиенты на концах его ответвлений, в результате чего ускоряется развитие канала и т. д.

Таким образом, влияя друг на друга, процессы, обусловливающие развитие канала лидера, с приближением его к плоскости, идут с бурно нарастающей интенсивностью.

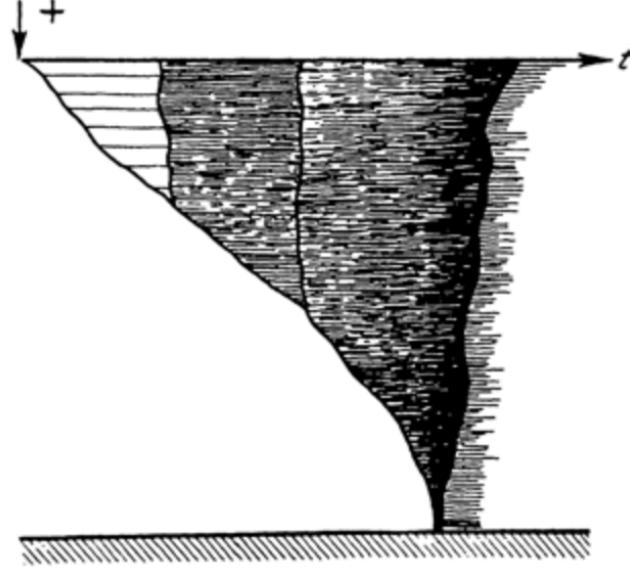
При уменьшении l_x до некоторого значения $l_x = \Delta S_0$ градиенты в промежутке становятся почти постоянными, поле приближается к равно-



Фиг. III. 9. Фотовольтетки лица (*a* и *b*) и осциллограммы тока (*b* и *c*)

мерному и на этом участке развитие лидера вырождается в процесс прорыва в равномерном поле (гл. II) с градиентом порядка 26—30 кВ/см. Фотографические развертки, сделанные ЭОП (гл. I), показывают, что длина ΔS составляет 5—10% S_0 . Так, на фоторазвертке (фиг. III.9, a) $\Delta S \approx 10$ см.

В случае больших R_0 (более 10 ком) развитие лидера происходит в менее благоприятных условиях из-за падения напряжения в сопротивлении R_0 , вызывающего снижение потенциала и уменьшение градиентов на головках лидеров, а также уменьшение тока лидера. Последнее обстоятельство вызывает появление противодействующей э. д. с. за счет энергии, запасенной в индуктивности лидера, что создает условия для начала новой



Фиг. III. 10. Световые вспышки канала развивающегося лидера

волны ионизации. Потоки электронов снова вступают в канал, производя его ионизацию и возбуждение (相伴隨的发光), которым способствует энергия, запасенная в межэлектродной емкости промежутка. Этот процесс проявляется яркой вспышкой канала лидера; развитие лидера продолжается до нового уменьшения тока, могущего привести ко второй вспышке канала, и т. д. (фиг. III.10).

Иногда такой процесс развития лидера называют *ступенчатым*. Этот термин возник в результате экспериментального изучения молний. Так как эти явления в лидере искры недостаточно изучены, а некоторые детали процессов позволяют предположить различие механизмов их образования, разумнее описанный лидер искры определять термином «мерцющий». Вероятно, мерцание может быть не только при больших R_0 , но и при соответственно больших L .

Мерцание лидера происходит нерегулярно как по числу вспышек, так и по интервалам времени.

Нужно подчеркнуть, что вспышки всей длины лидерного канала не должны приниматься за описанный выше процесс толчкообразного продвижения его головки.

Промежуток — с + п. Развитие искры в промежутке — с + п имеет характерные особенности, которые обусловлены тем, что электроны в поле движутся из областей высоких градиентов в пространство с меньшей электрической напряженностью. Это обстоятельство накладывает свой

отпечаток на картину образования импульсной короны (гл. II), которая подготавливает промежуток к развитию второй стадии разряда.

Процесс образования двух встречных лидеров, вероятнее всего, проходит так. Когда пучки ветвей импульсной короны, содержащие отрицательный объемный заряд, подходят к плоскости на достаточно близкое расстояние, между каждым из них и плоскостью градиенты становятся достаточными для ионизации воздуха. Поскольку пучки ветвей относительно тонкие, область, в которой начинается ионизация, имеет малое поперечное сечение, что способствует концентрации электронов, уходящих в плоскость, т. е. созданию больших плотностей тока. Это приводит к усиленному прогреву центральной части области ионизации и, следовательно, к образованию условий для создания термоионизованной плазмы.

Механизм положительного лидера канала, развивающегося с плоскости, очевидно, должен быть подобен рассмотренному выше. Дополнительным источником электронов, способствующих образованию лидера, может служить и пространственный отрицательный заряд импульсной короны.

Развитие лидера канала с отрицательного стержня начинается в одном из стеблей импульсной короны, представляющем собой, вероятно, стример (см. гл. II).

При исследованных S_0 этот процесс можно представить себе следующим образом. В результате действия двух факторов: возможного появления положительного объемного заряда короны положительного лидера вблизи стебля и продолжающегося повышения потенциала стержня (развитие импульсной короны произошло на фронте импульса напряжения), градиенты у головки стебля повышаются до величин, достаточных для ионизации воздуха и развития нового стримера. Вследствие притока электронов из стержня по каналу стебля короны происходит компенсация положительного заряда и появляется отрицательный заряд у нового стримера. Электронный ток, протекая по стеблю, приводит к разогреву и превращению последнего в лидерный канал. В результате этого потенциал у головки уже образованного стримера повышается, и там создаются лавины, развивающиеся в следующий новый стример, и т. д. Процесс идет по схеме, изображенной на фиг. III.8, однако с той разницей, что электроны лавин, из которых образуются стримеры, движутся в сторону ослабляющегося (расходящегося) поля. Поэтому условия развития стримера затруднены, и для успешного его роста, а следовательно, и для успешного развития лидера канала требуются, как известно, большие, чем в случае + с — п, напряжения.

Другая особенность развития отрицательного лидера состоит в том, что все время усиливается влияние положительного лидера и его короны, повышающее начальные градиенты поля перед отрицательным лидером, как в результате образования у головки отрицательного лидера положительных объемных зарядов короны, так и в результате превращения поля промежутка с — п в поле промежутка с — с/п. Возможность влияния положительного лидера на развитие отрицательного отмечал Леб [36]. Наши эксперименты (см. раздел А. 1 этой главы) подтверждают возможность такого влияния.

С ростом обоих лидерных каналов увеличиваются градиенты в области между ними, что приводит к интенсификации всех процессов, способствующих развитию лидеров. Ток и скорость продвижения каналов непрерывно возрастают. Как и в случае + с — п, на последних 5—10% длины разрядного промежутка лидерный механизм заменяется пробоем в равномерном поле.

Перенапряжение промежутка оказывается прежде всего на убыстрении и возрастании интенсивности процессов развития лидеров, в преимущест-

вненном развитии лидерного канала со стержнем и сильном ветвлении этого канала. Ветвление отрицательного лидера, наблюдаемое в случае $k \geq 1,2$, происходит при наличии большого числа положительных лидеров. Это явление можно объяснить тем, что корона положительных лидеров, отстоящих далеко от оси промежутка, следуя силовым линиям, подходит к отрицательному лидеру под некоторым углом. Получающиеся при этом градиенты также направлены под углом к лидеру, что и вызывает развитие боковой ветви. Аналогичной точки зрения придерживается Аллибон [4], объясняя ветвление отрицательной молнии.

Одной из причин преимущественного развития лидерного канала со стержнем может быть конфигурация поля, получающаяся при образовании многочисленных лидеров на плоскости, вследствие которой через канал отрицательного лидера проходит весь лидерный ток, убыстряя процесс термической ионизации в нем, в то время как у плоскости этот ток распределяется между всеми лидерами, находящимися в приблизительно одинаковых условиях в первые моменты времени. Только через некоторое время один или несколько из них, оказываясь в более благоприятных условиях, получает преимущество в развитии, после чего токи в канале положительного и отрицательного лидеров начнут уравниваться.

3. ПРОМЕЖУТКИ С ПРОТЯЖЕННЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

Типичным промежутком с протяженным коронирующим электродом является провод над плоскостью (пр — п). По существу от него мало отличается промежуток кольцо — плоскость (к — п) при большом диаметре кольца и относительно небольшой его толщине d , т. е. при больших отношениях D/d и S_0/d .

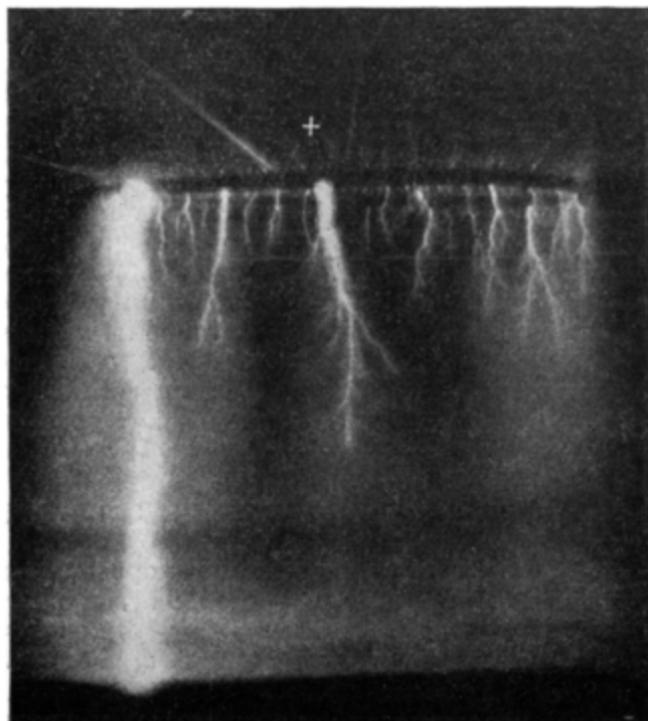
В промежутке коронирующее положительное кольцо — плоскость (+кк — п) импульсная корона развивается со всего кольца и в общем занимает значительно больший объем, чем в рассмотренных выше промежутках. В начале второй стадии видны десятки лидерных каналов, растущих с кольца, причем каждый из них имеет свою корону, сливающуюся с короной соседних лидеров. С течением времени, когда длина каналов достигает $(0,2 \div 0,3) S_0$, начинается преимущественное развитие двух-трех лидеров, в то время как развитие остальных замедляется или прекращается. Из этих двух-трех лидерных каналов плоскости достигает только один, а остальные останавливаются, имея длину $\sim 0,6 S_0$ (фиг. III.11). Взаимное расположение наиболее развитых лидеров меняется от разряда к разряду и носит статистический характер.

При увеличении k количество лидерных каналов, достигающих длины $50 \div 60\% S_0$, возрастает от одного-двух при $k \approx 1$ до четырех—шести при $k \geq 1,2$, а кроме того, также как и в промежутке + с — п, увеличивается яркость всех элементов.

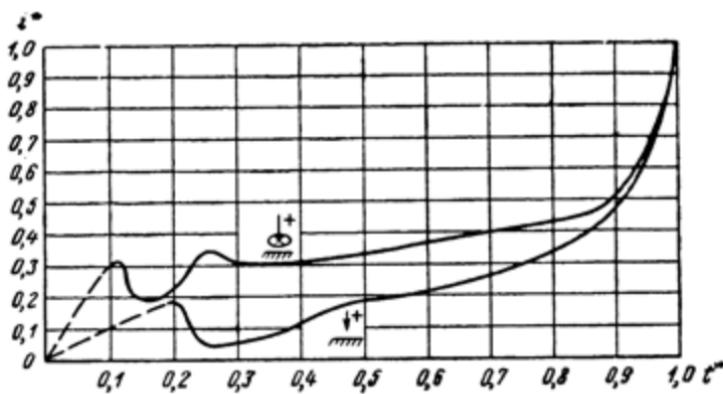
Структура лидеров и лидерной короны, а также характер развития их в промежутке +кк — п, такие же, как и в промежутке + с — п; это положение сохраняется и при обратной полярности коронирующих электродов. Основное феноменологическое различие заключается только в количестве лидерных каналов и объеме, занимаемом их короной.

Ограничение тока лидерной стадии элементами схемы R_0 и L (см. п. III. В.3) приводит к тому, что при одинаковых условиях каждый из лидеров в промежутке кк — п получает меньший ток, чем один лидер в промежутке + с — п. По этой причине, а также из-за взаимного экранирования, каждый лидер промежутка +кк — п развивается медленнее, чем лидер в промежутке + с — п, на что указывает почти горизонтальная площадка кривой $i^*(t^*)$ (фиг. III.12).

Случайное превосходство в длине одного из нескольких лидерных каналов ведет к такому изменению поля, при котором градиенты в части промежутка, перекрытой этими каналами, резко падают, и поэтому раз-



Фиг. III. 11. Завершенный лидерный процесс
в промежутке + кк—п



Фиг. III. 12. Кривые $i^*(t^*)$ для промежутков +с—п
и +кк—п:

$$k = 1.3; S_0 = 100 \text{ см}; R_s = 1350 \text{ ом}; i^* = \frac{i}{I_{lm}}; t^* = \frac{t}{t_p}$$

вление более коротких каналов прекращается. Оставшиеся лидеры получают ускоренное развитие. Это продолжается до тех пор, пока из двух-трех лидеров остается только один, который развивается точно так же, как лидер в промежутке + с — п.

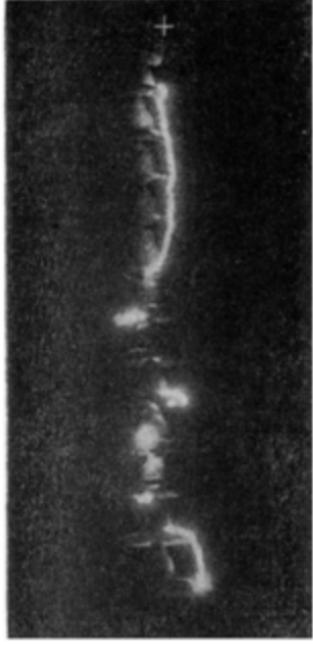
4. ГИРЛЯНДА ИЗОЛЯТОРОВ

Большое значение сведений о развитии разряда по гирлянде для высоковольтной техники послужило причиной включения этого раздела в монографию, несмотря на то, что гирлянда изоляторов не является воздушным промежутком и перекрытие ее осуществляется как разрядными процессами в воздухе, так и по поверхности фарфора.

Внешний вид первой стадии искры на гирлянде изоляторов при положительном импульсе напряжения принципиально не отличается от внешнего вида импульсной короны в промежутке, образуемом электродами, между которыми расположена гирлянда.



Фиг. III. 13. Вторая стадия перекрытия гирлянды изоляторов из шести элементов П-4,5.



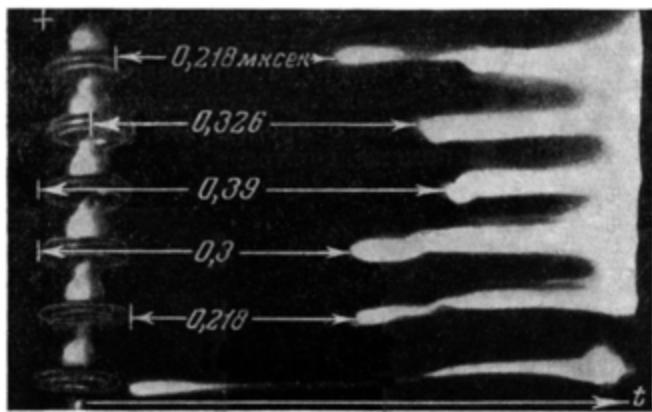
Фиг. III. 14. Завершенный разряд на гирлянде из 12 элементов П-4,5 с защитным кольцом при $k \approx 1$

Вторая стадия на гирлянде выглядит иначе, чем в воздушном промежутке (фиг. III.13).

В начале процесса на каждом изоляторе в месте соединения арматуры и фарфора образуется много коротких (1—2 см) ярких отшнурованных каналов, оттуда же берут начало и более развитые каналы, перекрывающие часть фарфора изолятора. Некоторые каналы имеют тенденцию ветвиться. Внешний вид каналов на этой стадии развития разряда похож на вид начала второй стадии искры в промежутке + с — п. Каждый канал служит началом пучка светящихся разветвлений нитей, похожего на пучок лидерной короны. Дальнейшее развитие разряда заключается в удлинении наиболее развитых каналов до полного перекрытия ими фарфора.

Одна из важных особенностей развития разряда по гирлянде с защитной арматурой состоит в изменении траектории искры с изменением величины напряжения. При напряжениях, близких к U_{min} , вся гирлянда или половина ее перекрывается единственным каналом искры по воздуху (фиг. III.14). При этом развитие лидера в воздухе начинается с конца гирлянды, имеющего положительную полярность. В случаях $k \geq 1,3$ разряд всегда каска-

дирует по поверхности фарфора изоляторов. Если гирлянда не имеет защитной арматуры, то при прочих равных условиях и $k = \text{var}$ разряд каскадирует, причем изоляторы гирлянды перекрываются в определенной, практически неизменной, последовательности (фиг. III.15).



Фиг. III. 15. Фоторазвертка развития искры по гирлянде из 6 элементов П-4,5 при $k \approx 1,1$. Штрихи на изображении гирлянды показывают расположение искровых каналов. Начало отсчета времени соответствует моменту перекрытия нижнего изолятора

Кроме того, при всех исследованных значениях k напряжение на изоляторе, перекрывающемся первым, составляет одну и ту же часть от напряжения на всей гирлянде. Применение этих результатов к решению практических вопросов проводится в гл. VI.

В. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛИДЕРА

В настоящее время наиболее подробно изучен лидер в промежутке $+c - n$. Анализ его электрических характеристик позволил установить ряд закономерностей, общих для наиболее типичных воздушных промежутков и, очевидно, распространяющихся на многие другие.

Сведения об электрических параметрах лидера могут быть получены как непосредственно из эксперимента, так и расчетом, основанным на определенных представлениях о процессах, происходящих в течение лидерной стадии в промежутке и схеме. При анализе лидерного процесса некоторые его параметры были подсчитаны при помощи уравнения баланса напряжений в каждый момент времени

$$u_{0t} = \frac{1}{C_0} \int_0^t i dt + L \frac{di}{dt} + R_0 i + u_t, \quad (1)$$

где $R_0 = R_T + \Sigma r_g$; C_0 — емкость ГИН в ударе; R_T — тормозное сопротивление (гл. I); L — индуктивность всей разрядной цепи; u_{0t} — мгновенное значение напряжения на выходе ГИН; u_t — мгновенное значение напряжения на промежутке; i — мгновенное значение лидерного тока.

Уравнение (1) составлено на основании схемы замещения ГИН (см. фиг. I.1) при $R_K = \infty$, т. е. для случая прямоугольной волны.

Пренебрегая падением напряжения $\frac{1}{C_0} \int_0^t i dt$, которое на конденсаторах ГИН в Лаборатории ВГР даже к концу лидерного процесса было меньше 5% u_{0t} , из уравнения (1) получаем

$$u_{0t} = iR_0 + L \frac{di}{dt} + u_t. \quad (2)$$

Далее, раскрывая величину u_t , можно написать следующую формулу:

$$u_{0t} = iR_0 + L \frac{di}{dt} + \int_0^l E_l dl + E_S l_S + E_a l_a + E_x l_x, \quad (3)$$

где E_l — продольный градиент канала лидера (на длине l); E_S — средний продольный градиент на стримерах с головки лидера; E_a — то же на лавинах электронов; E_x — то же в промежутке между концами лавин и плоскостью (см. фиг. III. 8).

На основании уравнения (2) и осцилограмм тока определялась зависимость $u_t(t)$:

$$u_t = u_{0t} - \left(iR_0 + L \frac{di}{dt} \right). \quad (4)$$

Зависимость

$$R_S(t) = \frac{u_t(t)}{i(t)},$$

где R_S — сопротивление промежутка, определяемое по уравнению (4) и осцилограммам тока:

$$R_S(t) = \frac{u_t}{i} = \frac{u_{0t} - \left(iR_0 + L \frac{di}{dt} \right)}{i}. \quad (5)$$

При условии, что средний продольный градиент в канале лидера известен, можно определить E_x по формуле

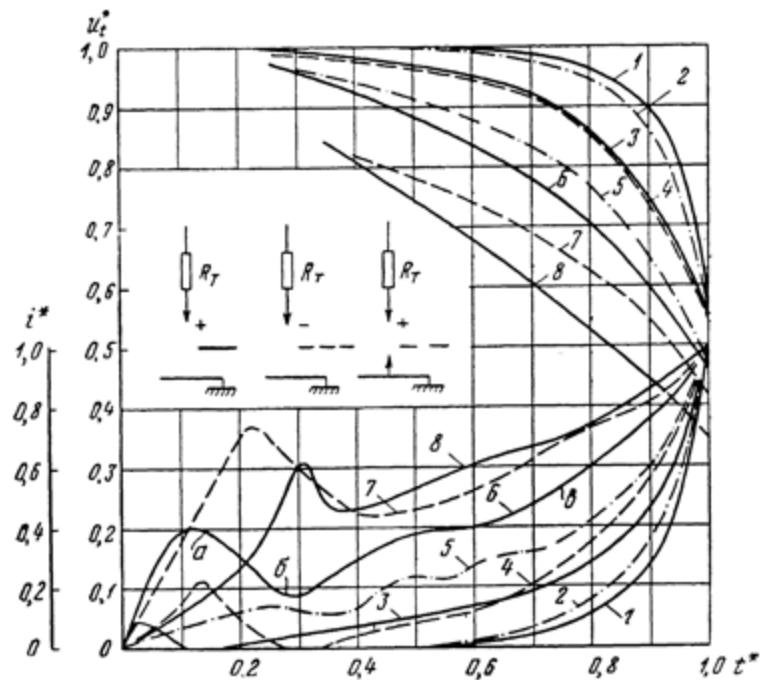
$$E_x = \frac{u_{0t} - \left(iR_0 + L \frac{di}{dt} + E_{lcp} l + E_S l_S + E_a l_a \right)}{l_x}. \quad (6)$$

В параметрах разряда, определенных экспериментально, неизбежны погрешности. Однако в данном случае положение облегчается тем, что все параметры, характеризующие лидерную стадию, по самому существу поставленной задачи должны характеризовать не одну конкретную искру, а некоторый усредненный процесс, и что значительная доля погрешностей не выходит из области флуктуации его параметров. Поэтому можно считать, что полученные данные характеризуют усредненную искру.

1. ПОДОБИЕ ЛИДЕРНОГО ПРОЦЕССА

Сопоставление количественных характеристик лидерного процесса в промежутке с — п или с — с/п при переменной его длине S_0 и неизменном высоковольтном электроде, $k = \text{const}$ и прочих неизменных условиях эксперимента показало, что количественные характеристики процесса подобны (фиг. III.16, III.17, III.18 и III.19), т. е. отличаются только постоянными коэффициентами $m_S = S_{01}/S_{02}$ и $m_t = t_{p1}/t_{p2}$ [2]. Например,

в двух промежутках + с — п, один из которых в два раза длиннее другого, в сходственные моменты времени длины лидеров, лидерные токи и напряжения на промежутке будут также различаться вдвое. Условия эксперимента были следующими: постоянные параметры схемы (см. фиг. I.1) при $R_0 = 1300 \text{ ом}$, форма холостой волны напряжения 1/320 мкsec



Фиг. III. 16. Обобщенные кривые $i^*(t^*)$ и $u_t^*(t^*)$ в промежутках различных типов; $u_t^* = \frac{u_t}{U_{om}}$; $i^* = \frac{i}{I_{lm}}$; $t^* = \frac{t}{t_p}$

Кривая	$S_0, \text{ см}$	k	$U_{tm}/S_0, \text{ кВ/см}$
1	100—500	1	5,57
2	200—300	1	5,9
3	100—500	1,15	6,2
4	100—200	1,0	8,82
5	200—300	1,24	7,42
6	100—300	1,37	7,25
7	100—200	1,26	11,1
8	100—200	1,7	9

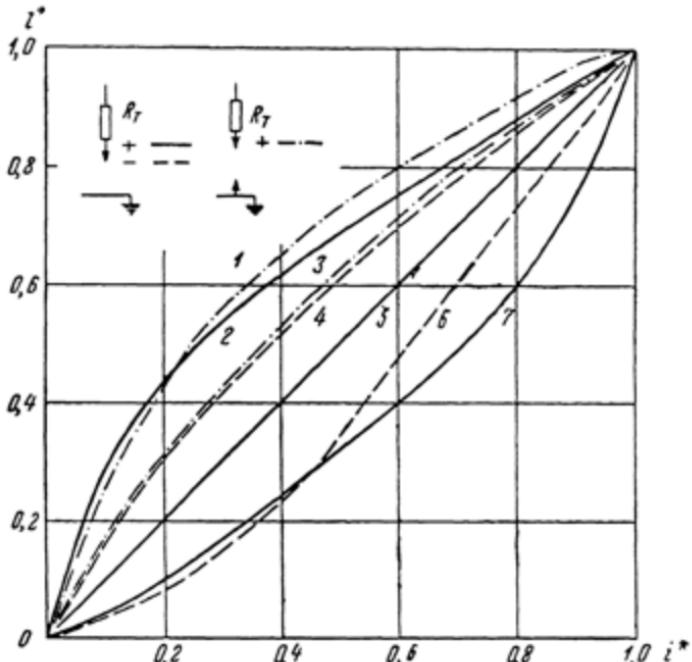
при неизменной ее полярности. На основании подобия количественных характеристик и сходства оптических явлений можно предположить, что в указанных условиях подобны и сами лидерные процессы.

В теории газоразрядных процессов понятие «подобие» долгое время было связано лишь с установленным на основании опытных данных законом Пашена, согласно которому разряды подобны при условии геометрического подобия промежутков и вариации p и S_0 с сохранением постоянства произведения pS_0 .

Для равномерного и слабо неравномерного поля теория Таунсенда, на основании критерия самостоятельности разряда, приводит к подтверждению закона подобия Пашена.

При подобных разрядах напряжение на электродах промежутков токи равны. Иначе говоря, вольтамперные характеристики $I = f(U)$ у подобных разрядов одинаковы. Для такого подобия распределение скоростей частиц каждого рода в соответственных точках одинаково [8].

Однаковы в таких разрядах и функции распределения скоростей



Фиг. III.17. Обобщенные кривые i^* (i^*) для различных типов промежутков $l^* = \frac{l}{S_0}$

Кривая	S_0 , см	k	U_{Im}/S_0 , кв/см
1	200—300	1	5,9
2	100—400	1	5,57
3	200—300	1,24	7,42
4	100—200	1	8,82
5	100—300	1,37	7,25
6	100—200	1,26	11,1
7	100—200	1,7	9

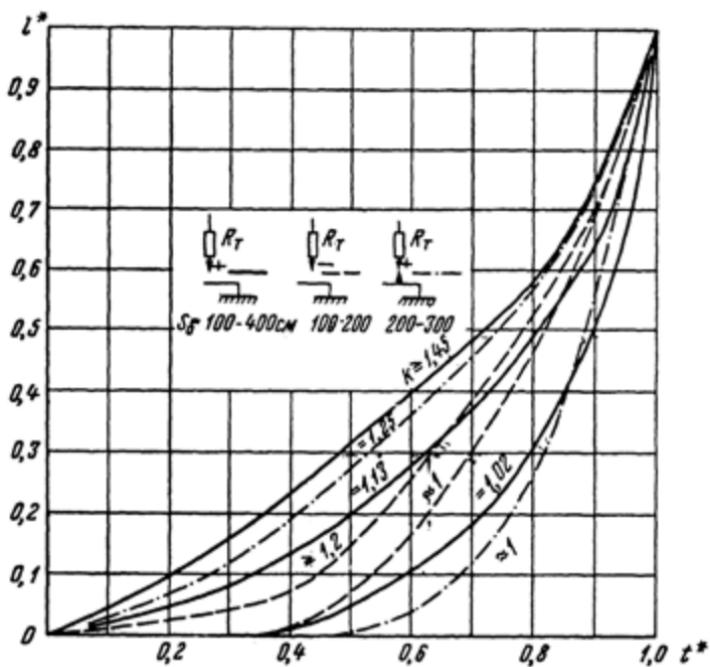
у электронов и ионов в соответственных точках; то же справедливо для скалярного и векторного потенциалов. Далее, все промежутки времени и все длины, включая длину свободного пробега, преобразуются в масштабе геометрического подобия.

Установленные нами закономерности, рассматриваемые как «подобные», относятся к более сложным и специфическим процессам развития отшнурованного разряда в резко неоднородном поле — к лидерной стадии искры.

Основой механизма этих процессов являются лавинно-стримерные образования и отшнурованные каналы. При получении подобных характеристик лидерной стадии геометрическое подобие промежутков соблюдалось, хотя и приближенно. Можно полагать, что приводимые характеристики лидерной стадии разряда являются отражением общих законов

развития искры. В связи с этим следует упомянуть работу Н.Н. Тиходеева [7], в которой показано, что в геометрически подобных разрядных промежутках имеет место равенство обобщенных токов при равных отношениях напряжения на электродах U к начальному напряжению короны U_0 .

Так как поле и распределение объемного заряда в коронной стадии разряда вплоть до перехода ее в «искровую» стадию (правильнее в лидерную)



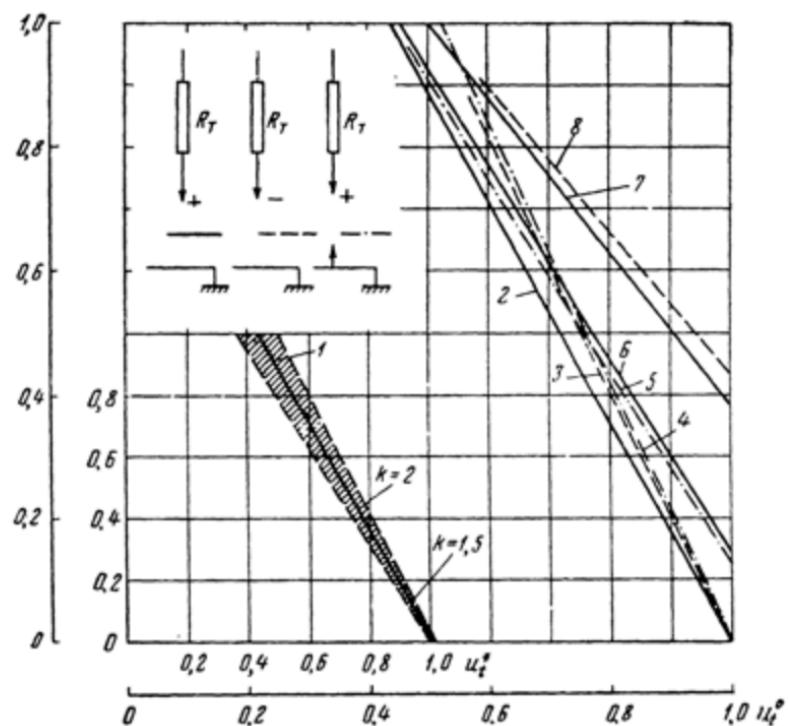
Фиг. III. 18. Кривые l^* (t^*) для промежутков различных типов

подобны при равных обобщенных токах и, следовательно, при одинаковых U/U_0 , делается предположение, что отношение «искрового напряжения» (т. е. минимального разрядного) U_i к U_0 в подобных промежутках не должно зависеть от линейного масштаба электродов. Проверка этого вывода в подобных промежутках гиперболоид вращения—плоскость при $S_0 = 4$ и 8 см дала положительный результат.

Этот интересный вывод должен, однако, быть проанализирован для более широкого диапазона промежутков, при котором механизм разряда подвергается изменениям, а также с учетом того, что «искровое напряжение», вообще говоря, отличается от напряжения начала развития лидера.

Сделанное авторами сопоставление количественных характеристик в промежутках разных типов (имеется в виду с — п или с — с/п) или при разных полярностях позволяет установить еще более общую закономерность лидерного процесса. Оказывается, что при постоянстве параметров схемы и соблюдении условия $U_{tm}/S_0 = \text{const}$, что в случае неизменности типа промежутка и полярности совпадает с условием $k = U_{tm}/U_{min} = \text{const}$, характеристики лидера приблизительно подобны, если $k \geq 1,1$ (фиг. III.16, 17, 18, 19). Коэффициенты подобия остаются при этом такими же, как и в ранее рассмотренном случае. Однако в этом случае подобия механизма лидерных процессов не может быть, так как картина развития их различна.

Подобие характеристик имеет большое значение, потому что, опираясь на него, можно получать по характеристикам, снятым для одного промежутка, характеристики для другой длины промежутка (с точностью $\pm 10\%$) при другой полярности волны и при замене промежутка с — п на с — с/п и наоборот с точностью не менее $\pm 25\%$. Наличие подобия позволяет производить экстраполяцию имеющихся результатов на промежутки с длинами, превышающими исследованные (до 7—10 м).



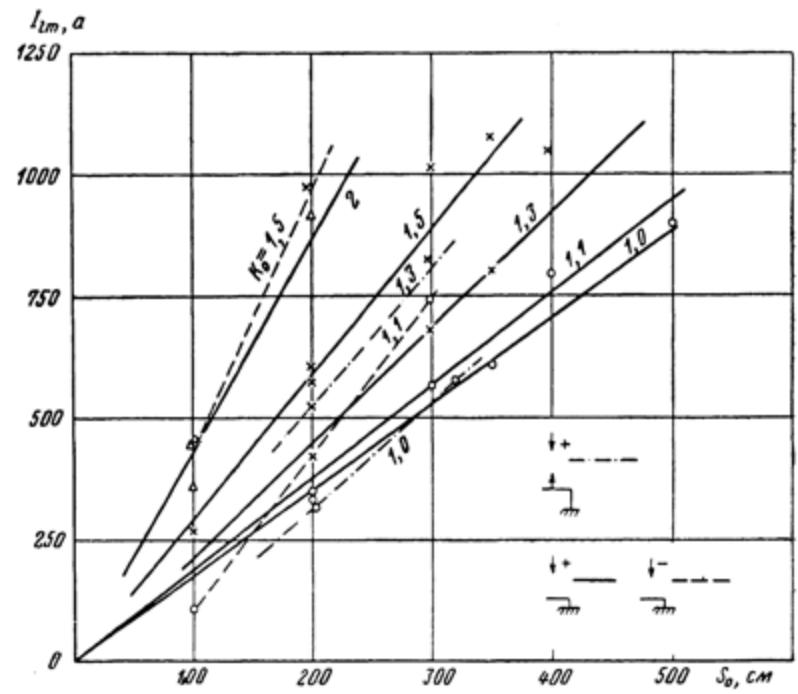
Фиг. III.19. Вольтамперные характеристики.

Кривая	S_t , см 2	k	U_{t_m}/S_t , кВ/см
2	100—500	1	5,57
3	100—200	1	8,82
4	200—300	1	5,9
5	200—300	1,24	7,42
6	100—300	1,37	7,25
7	100—200	1,7	9
8	100—200	1,26	11,1

2. АНАЛИЗ НЕКОТОРЫХ КОЛИЧЕСТВЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛИДЕРНОЙ СТАДИИ

Анализ отдельных характеристик и параметров лидерной стадии в этом разделе производится с целью установить ряд свойств лидера процесса, общих для всех промежутков или присущих только каким-либо отдельным промежуткам и параметрам, а также проиллюстрировать применение описанного выше подобия. Для решения последней задачи большинство характеристик приводится в относительных координатах, базисными величинами которых служат максимальный лидерный ток

$I_{lm} \approx U_{0m}/2R_0$, длина разрядного промежутка S_0 , амплитуда волны напряжения на промежутке U_{tm} или на выходе ГИН U_{0m} , длительность лидерной стадии t_p . Как будет видно из последующего анализа этих величин, все они, за исключением t_p , прямо пропорциональны (или почти пропорциональны) S_0 , и для всех них соответствующие коэффициенты пропорциональности мало изменяются при изменении полярности волны и конфигурации электродов (имеется в виду замена с — п на с — с/п или наоборот) при сохранении постоянным отношения U_{tm}/S_0 .



Фиг. III. 20. Зависимость максимального лидерного тока I_{lm} от длины разрядного промежутка S_0 при различных электродах

Прямыми следствием этих свойств базисных величин и являются приведенные в предыдущем разделе коэффициенты подобия ($m_S = S_{01}/S_{02}$, $m_t = t_{p1}/t_{p2}$).

Обсуждаемые ниже характеристики получены нами при неизменных параметрах схемы ($R_0 = 1300 \text{ ом}$; $L \approx 340 \text{ мкг}$) и постоянной форме холостой волны ГИН $u_0(t) = 1/320 \text{ мксек}$.

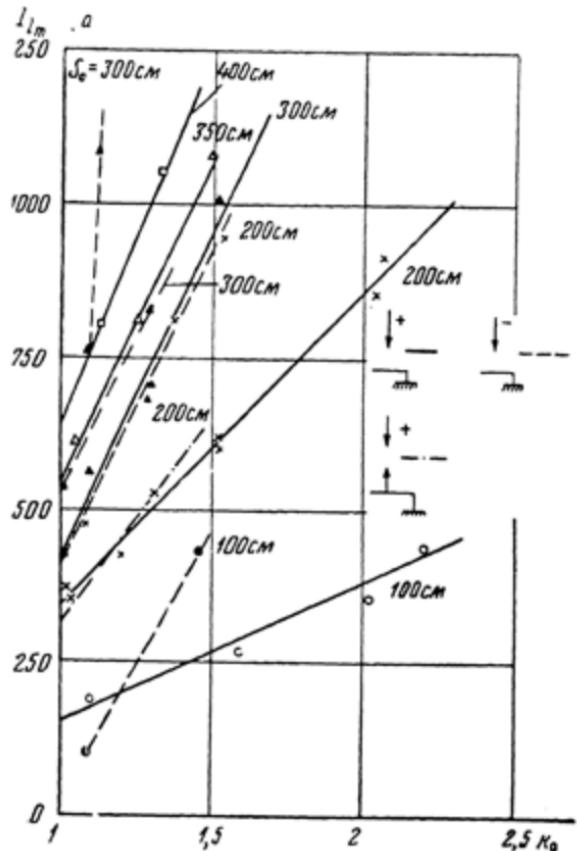
Ток лидера. Во всех рассматриваемых разрядных промежутках зависимость величины тока лидера от времени $i(t)$ можно разделить на три основные части (см. фиг. III.16): первоначальный пичок тока a , область минимального значения b и подъем c , продолжающийся относительно монотонно вплоть до наступления третьей — главной — стадии искры. В момент перехода лидерной стадии в главную ток лидера имеет максимальное значение I_{lm} .

Пичок обусловлен как емкостным током, так и током импульсной короны, совмещение которых необязательно (см. фиг. II.12).

Величина максимального тока лидера (I_{lm}) является практически линейной функцией длины S_0 (фиг. III.20), и $k_0 = U_{0m}/U_{min}$ (фиг. III.21). Б. Н. Гориным было определено, что диаметр лидерного канала и плотность тока в нем в основном определяются крутизной тока. У стержневого электрода для $S_0 = 230 \text{ см}$ и средней крутизны тока

$2 \cdot 10^8$ а/сек при $t \approx t_p$ диаметр канала равен 2 м.м., а плотность тока $0,2 \cdot 10^5$ а/см².

Минимальный ток I_{lm}^{min} увеличивается почти пропорционально U_{lm} , но при $k \approx 1$ он всегда значительно (на два порядка) меньше I_{lm} . В этом случае подобие нарушаются, если сравниваются промежутки с—п и с—с/п или промежутки с разной полярностью стержня, так как у промежутка с меньшим U_{lm} при одинаковых U_{lm}/S_0 $k > 1$.



Фиг. III. 21. Зависимость максимального лидера тока I_{lm} от перенапряжения k_0 для промежутков разных типов.

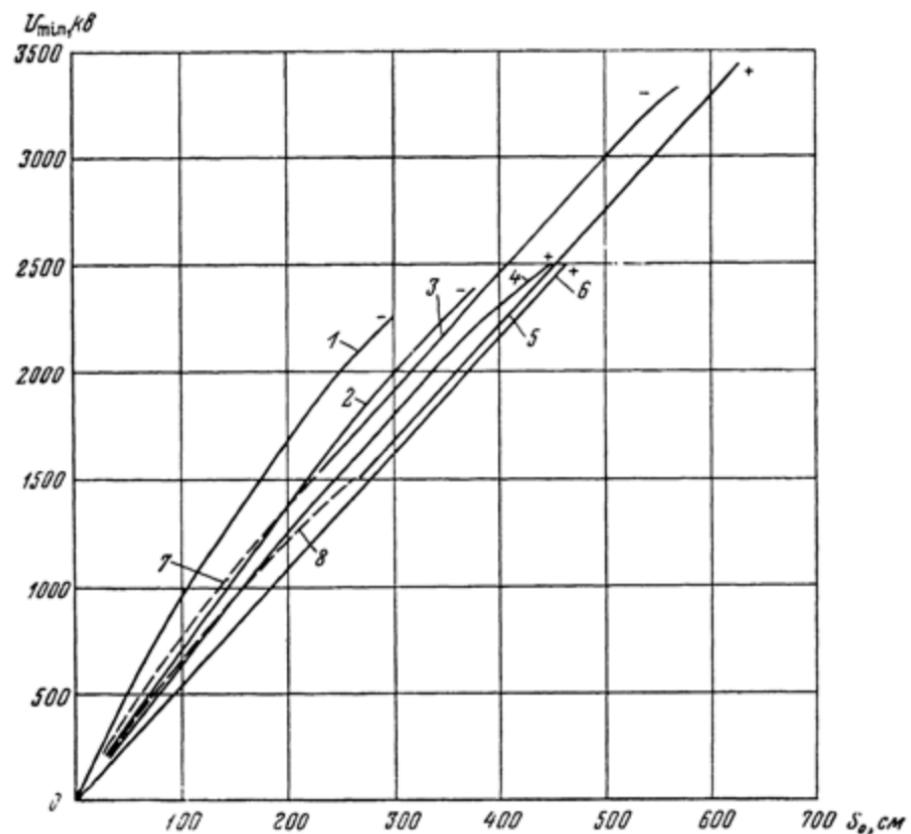
Напряжение на разрядном промежутке. Выяснение закономерностей изменения U_{min}^* с длиной промежутка имеет большое практическое значение. На фиг. III.22 приводятся кривые $U_{min}(S_0)$, полученные в работе [10]. Как видно, наименьшие U_{min} при одинаковых S_0 имеет промежуток +—с—п, а наибольшие — промежуток —с+п. Единственная линейная зависимость $U_{min}(S_0)$ свойственна промежутку +—с—п. Однако в указанном на фиг. III.22 диапазоне все кривые $U_{min}(S_0)$ в первом приближении могут считаться линейными. Характерным является то, что с увеличением длины промежутка величина среднего градиента U_{min}/S_0 уменьшается во всех случаях, кроме +—с—п, и тем заметнее, чем больше она отличалась от величины градиента для промежутка +—с—п при малых S_0 .

Протяженность коронирующего электрода при положительной его полярности не влияет на величину U_{min} .

Особенности изменения $u_l(t)$ с вариацией k определяются в основном характером тока; это следует из уравнения (4) и иллюстрируется на

фиг. III.16. Самая существенная из этих особенностей состоит в том, что с увеличением k волна $u_t(t)$ все больше отличается от волны $u_0(t)$, с которой она совпадала при $k \approx 1$.

Вольтамперные характеристики. Уравнение (4) для подсчета u_t определяет ход вольтамперных характеристик и их взаимосвязь при раз-



Фиг. III. 22. Зависимость минимального импульсного напряжения от длины промежутка при различных электродах:

Кри- вав	Тип промежутка	Форма волны	Атмосферные условия	Где получено
1, 6	с — п	1,5/40 мксек	$t^o = 20^o$; $p = 760$ мм рт. ст.	[10]
2, 4	с — с/п			
3, 5	с — с, $S_0 < 500$ см	3/50 мксек	Влажность 11 г/м ³ Американский стандарт	[37]
3, 5	с — п			
7, 8	$S_0 > 500$ см			
	с — с	Американский стандарт	То же	Американский стандарт

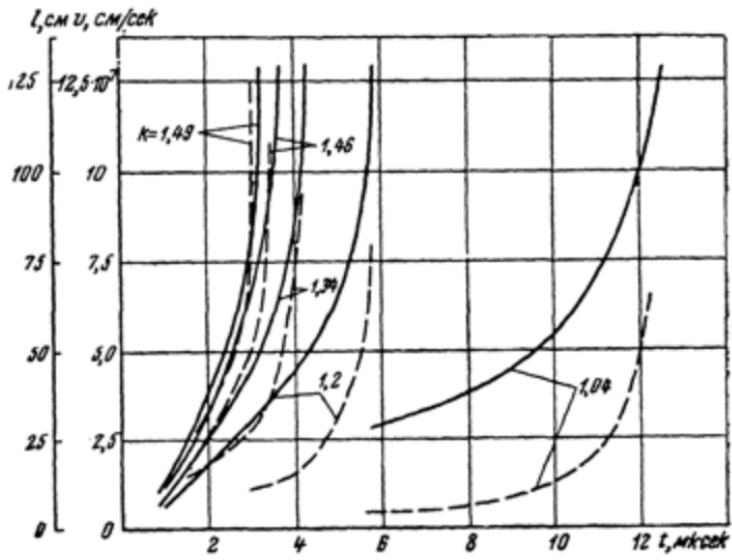
личных S_0 и k . Если в этом уравнении пренебречь членом $L \frac{di}{dt}$, так как он (как будет показано ниже) влияет мало, получим формулу

$$u_t = u_{0t} - iR_0. \quad (7)$$

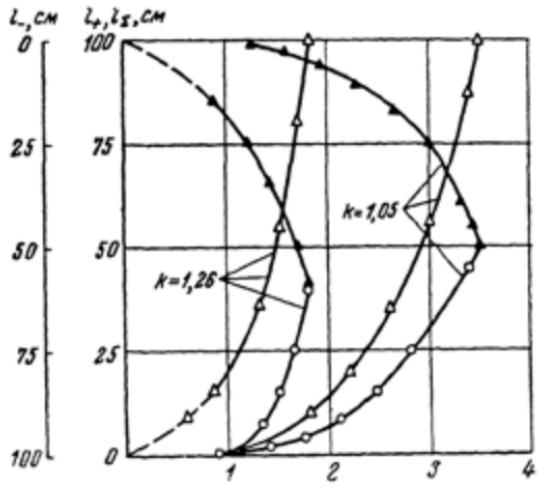
Отсюда следует, что при неучете участка, соответствующего фронту волны u_t , вольтамперная характеристика должна быть прямой, прохо-

дящей через точки с координатами $(U_{tm}; i_{min})$ и $(u_{t=t_p}; I_{tm})$, так как $u_{0t} \approx \text{const}$ при $t \geq T_f$; T_f — длительность фронта волны.

Поскольку $u_t(t)$ и $i(t)$ для промежутков с непротяженным коронирующим электродом подобны при $u_{tm}/S_0 = \text{const}$ и $k \geq 1,1$, соответст-



Фиг. III. 23. Зависимость длины лидера l и скорости его продвижения v от времени t в промежутке $+c - p$ при $S_0 = 130$ см и различных величинах k . Сплошные линии — длина пунктирующие — скорость



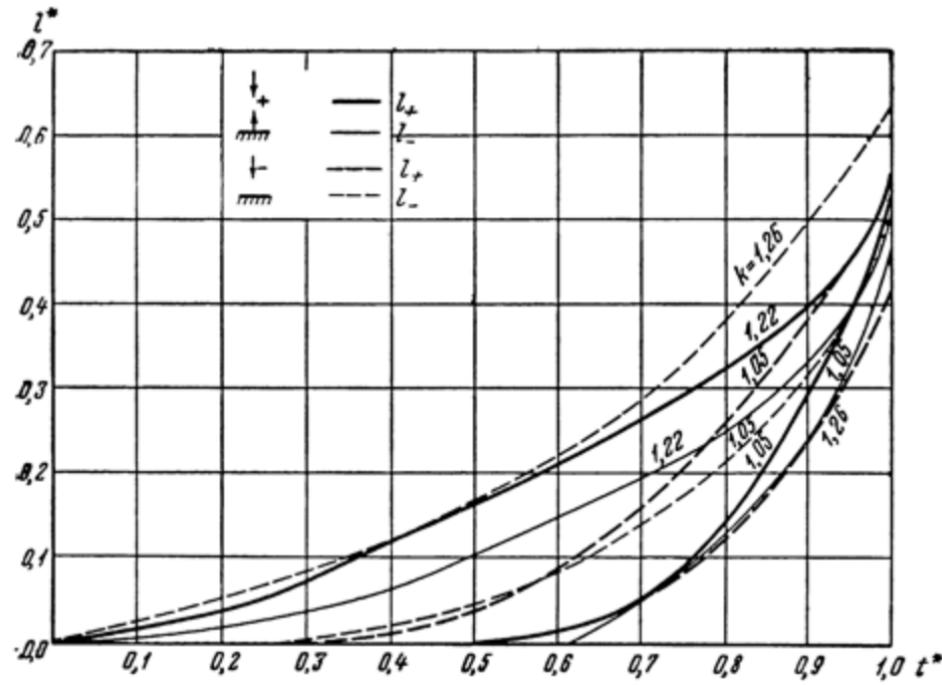
Фиг. III. 24. Кривые $l_\Sigma(t)$, $l_+(t)$ и $l_-(t)$ для $+c - p$ при различных k и $S_0 = -100$ см

вующие относительные вольтамперные характеристики $i^*(u_t^0)$ совпадают (см. фиг. III.19 справа, где $u_t^0 = u_t/U_{tm}$). В силу уравнения (7) и подобия относительные характеристики $i^*(u_t^*)$ совпадают для любых U_{tm}/S_0 (см. фиг. III.19, кривая 1). Вольтамперные характеристики, построенные на фиг. III.19 с учетом члена $L di/dt$, почти (с отклонением $\pm 10\%$)

прямоилинейны, что указывает на незначительность влияния этой величины, особенно в первой половине лидерной стадии.

Длина лидера канала. На фиг. III. 18 представлены зависимости $l(t)$ в относительных координатах; для промежутков — с + п и с — с/п l — сумма длин положительного (l_+) и отрицательного (l_-) лидерных каналов. Фиг. III.23 и III.24 иллюстрируют развитие каналов в конкретных промежутках.

Из кривых $l^*(t^*)$ следует, что развитие лидерных каналов происходит неравномерно; разница между начальной и конечной скоростями очень



Фиг. III. 25. Обобщенные кривые $l_+^*(t^*)$ и $l_-^*(t^*)$ в промежутках — с + п и + с — с/п при различных S_0 и k

велика (до двух порядков величин). С увеличением k (или U_{tm}/S_0) развитие каналов во времени становится более равномерным. Однако увеличение k выше некоторого предела ($\sim 1,3$) практически перестает влиять на вид $l^*(t^*)$.

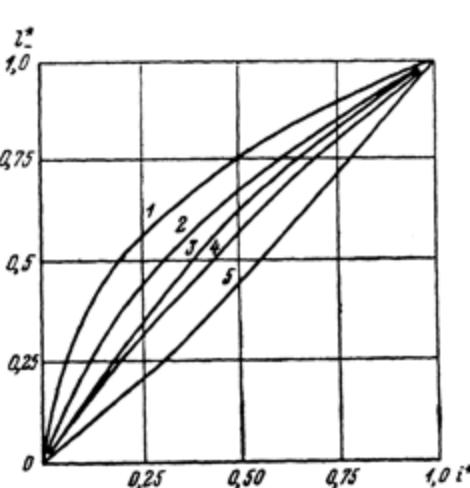
Отметим одно интересное свойство кривых $l(t)$ в промежутке + с — п, установленное Саксом и Миком [11] — совпадение кривых $l(t)$ при совмещении их конечных точек ($t = t_p$; $l = S_0$) для условий $U_{tm} = \text{const}$, $S_0 = 10 \div 56$ см. Это означает, что участок канала лидера можно отождествить с металлическим стержнем.

Зависимости $l_+^*(t^*)$ и $l_-^*(t^*)$ для промежутков — с + п и с — с/п приведены на фиг. III.25. Все они, за исключением кривых $l_+^*(t^*)$ для промежутка — с + п, обладают свойствами, описанными для зависимостей $J^*(t^*)$. Кривые же $l_+^*(t^*)$ для промежутка — с + п отличаются тем, что располагаются в обратном порядке k .

Зависимость между током и длиной канала лидера. На фиг. III.18 приведены зависимости $l(i)$ в относительных координатах, иллюстрирующие влияние U_{tm}/S_0 (или k). Для положительного и отрицательного лидеров, развивающихся в промежутках — с + п и с — с/п, на фиг. III.26

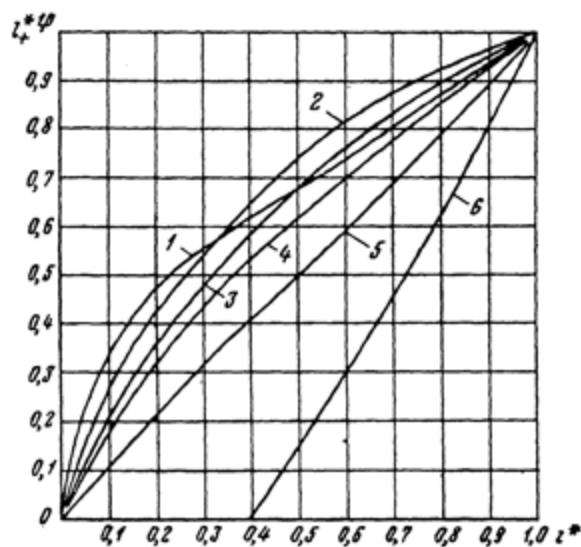
и III. 27 даются кривые $l_+^*(i^*)$ и $l_-^*(i^*)$, где l_+ и l_- — соответственно $l_+/l_{+\max}$ и $l_-/l_{-\max}$.

Сопротивление разрядного промежутка. Разрядный промежуток можно представить как некоторое переменное сопротивление $R_S = u_i/i$, подсчитываемое по уравнению (5). На фиг. III. 28 даны зависимости $R_S(t^*)$. Из фиг. III. 28 и III. 18 видно, что к моменту когда, $l \geq 0,2 S_0$ при $k \geq 1,2$, промежуток имеет конечное сопротивление, соизмеримое с R_0 . Величина этого сопротивления быстро уменьшается с увеличением k и продвижением канала лидера в глубь промежутка, но остается больше R_0 . Б. Н. Гориным определено, что перед началом главной стадии проводимость канала лидера у стержневого электрода на единицу длины составляет $2,5 \text{ см}/\text{ом}$, если $S_0 = 230 \text{ см}$ и средняя крутизна тока $2 \cdot 10^8 \text{ а/сек}$.



Фиг. III. 26. Обобщенные кривые $l_-^*(i^*)$ для промежутков различных типов:

Кривая	Тип промежутка	k	Полярность незаведенного электрода
1	с — с/п	1,03	—
2	с — с/п	1,01	+
3	с — п	1,1	—
4	с — с/п	1,23	+
5	с — п	1,25	—



Фиг. III. 27. Обобщенные кривые $l_+^*(i^*)$ для промежутков различных типов:

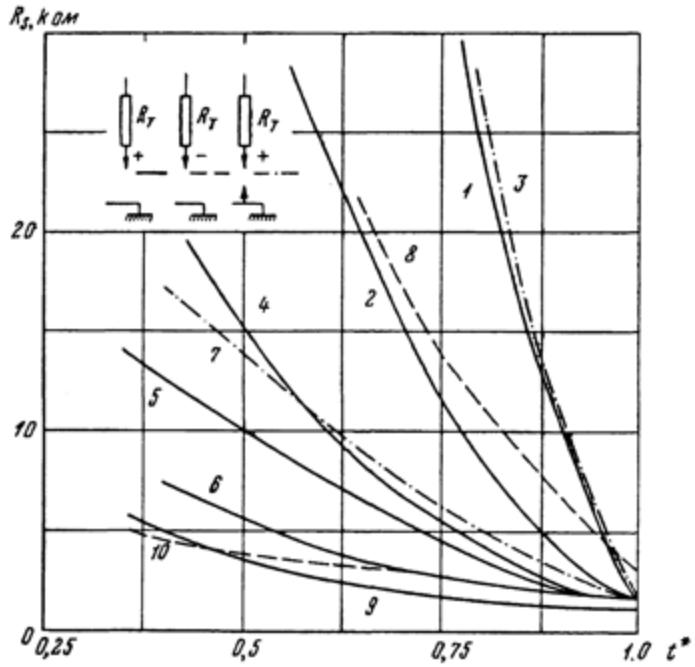
Кривая	Тип промежутка	k	Полярность незаведенного электрода
1	с — с/п	1,03	—
2	с — с/п	1,01	+
3	с — с/п	1,23	—
4	с — п	1,02	+
5	с — п	1,1	—
6	с — п	$\geq 1,45$	—

Продольные градиенты канала лидера и «пучков нитей». Данные о величине продольного градиента канала лидера необходимы для определения потенциала головки канала лидера, напряжения в области между ветвями лидера, градиентов в области короны лидера и т. д. В то же время экспериментальное определение E_l чрезвычайно сложно, и потому результаты многих работ, посвященных этой задаче, весьма разноречивы. Ряд работ

ставился для определения величины $E_{l, \text{cp}} = \frac{1}{l} \int_0^l E_l dl$ как первого приближения к величинам E_l . Исследуя разряды по поверхности диэлектрика, Теплер [12] определил, что яркий канал хорошо ионизован, имеет большую проводимость и свойства, близкие свойствам дуговой плазмы.

До сих пор в некоторых работах, посвященных исследованию искрового разряда, используется величина градиента $E_l = 55 \text{ в/см}$ при $R_t \approx 100 \text{ к}\Omega$ и $S_0 = 30 \text{ см}$, установленная В. С. Комельковым [13]. Однако последующее рассмотрение его экспериментов и расчетов показало, что в них были допущены неточности, которые существенно повлияли на результаты измерений. Такие градиенты возможны скорее для молнии [6].

В. П. Ларионов [14] определил E_{lcp} для канала лидера, развивающегося в искусственных условиях, равными $1.6 - 1.2 \text{ ке/см}$ при $|R_t|$ в диапазоне $400 - 150 \text{ к}\Omega$. Позднее Ларионов указал [15], что полученные им ранее величины занижены из-за недостатков методики измерения и



Фиг. III. 28. Обобщенные кривые $R_s(t^*)$ для промежутков различных типов:

Кривая	$S_0, \text{ см}$	k	$U_{tm}/S_0, \text{ ке/см}$
1	100–500	1	5,57
2	100–500	1,13	6,05
3	200–300	1	5,9
4	100–400	1,24	6,61
5	100–300	1,34	7,1
6	100–300	1,46	7,73
7	200–300	1,24	7,42
8	100–200	1	8,82
9	100–200	1,7	9
10	100–200	1,26	11,1

что определение E_{lcp} по напряжению на разрядном промежутке перед переходом лидерной стадии в канальную может дать завышенную величину E_{lcp} , но и с учетом поправок он получил снова $E_{lcp} = 1000 - 1600 \text{ в/см}$.

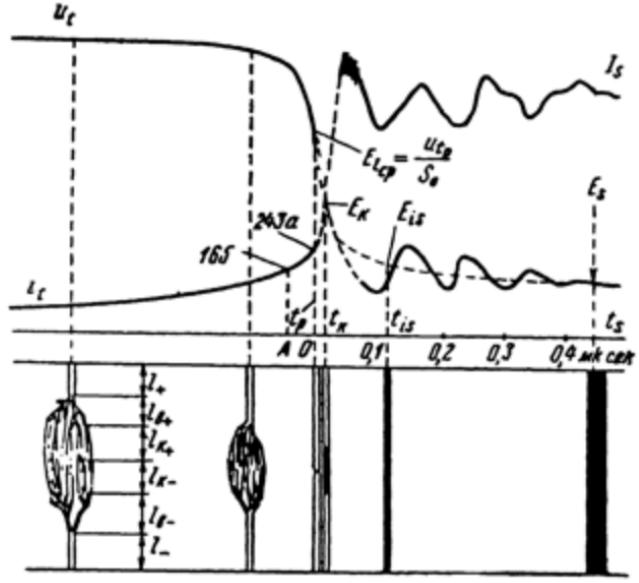
Величина E_{lcp} для промежутка + с – с/п при $S_0 = 100 \text{ см}$ и $R_0 = 1200 \text{ ом}$ определялась И. С. Стекольниковым [17] по осциллограмме u_t для момента соприкосновения встречных лидерных каналов. Этот момент фиксировался при помощи ЭОЗ (см. гл. I).

На фиг. III. 29 показаны наложенные осциллограммы $i(t)$ и $u_t(t)$,

служившие для определения E_{lcp} и средних градиентов на других стадиях разряда.

По полученным результатам непосредственно в момент соприкосновения встречных каналов $E_{lcp} = 4 \text{ кв/см}$. Однако, так как переход от лидерной стадии к канальной занимает очень малый интервал времени ($20 \div 30 \cdot 10^{-9}$ сек), нельзя с полной уверенностью заключить, что величина E_{lcp} точно соответствует указанному моменту. Осторожнее принять, что величина E_{lcp} лежит в пределах 2–3 кв/см, что хорошо согласуется с экспериментальным определением E_{lcp} в более ранней работе [18].

На основании теоретических соображений Леб [32] определил величину E_l для лидера канала искры в промежутке + с – п при $S_0 = 50 \text{ см}$ равной 2,3–4,6 кв/см.



Фиг. III. 29. Совмещенные осциллограммы тока и напряжения и схематические изображения стадий разряда для определения E_{lcp} . (E_k , E_{is} , E_s , I_S , t_k , t_{is} , будут использованы в гл. IV и V)

Все же ряд сделанных им предпосылок (относительно температуры канала, отсутствия свечения канала за головкой) необоснован.

Таким образом, до настоящего времени не существует точных данных о величинах E_{lcp} . Положение осложняется еще тем, что действительная величина градиента E_l не является постоянной для всех случаев разряда и всех моментов его развития.

При оценке продольных градиентов (E_l) в канале разряда нужно иметь в виду, что падение напряжения на единицу длины канала обусловливается не только его активным сопротивлением R , но и индуктивностью L :

$$u_l = iR + L \frac{di}{dt} = u_r + u_L. \quad (8)$$

При этом величины R и L являются функциями тока i , в связи с чем u_r зависит от i , а u_L — от тока и его производной.

Естественно, что наибольший интерес представляет измерение не средних, а истинных градиентов E_l .

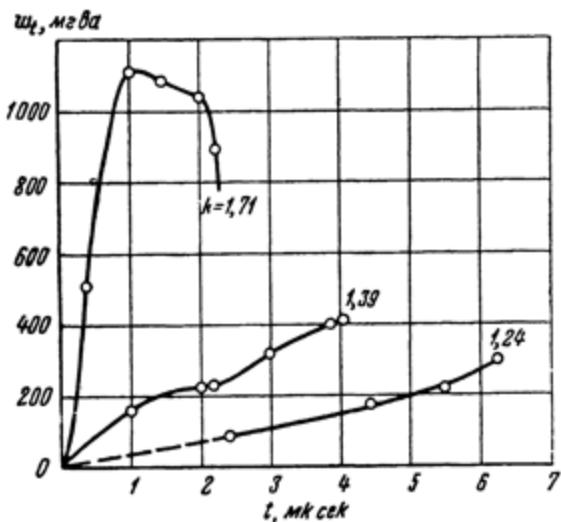
Не учитывая составляющую u_L , что допустимо для не очень резких изменений i , градиент E_l можно представить как

$$E_l = \frac{i}{a} = ir_0, \quad (9)$$

где σ и r_0 — соответственно линейная (на единицу длины) проводимость и сопротивление канала лидера.

Попытку определить E_l при помощи зондовой методики, описанной в гл. I (см. фиг. 1.31), в Лаборатории ВГР выполнил А. Я. Инков [16]. Градиенты определялись в промежутке — с + с/п при $S_0 = 1 \div 2$ см (при $R_0 = 0,5; 1,5; 25$ к μ м) на расстоянии 1—6 см от заземленного электрода для различных моментов времени развития лидера.

Результаты измерений при $R_0 = 0,5$ к μ м показывают, что E_l около положительного стержня E_{l1} имеет своим нижним пределом 0,3 к μ в/см.



Фиг. III. 30. Изменение кривых $\omega_l(t)$ при вариации k в промежутке +c — п. $S_0 = 200$ см; $R_0 = 1500$ ом

Из E_{l1} , согласно уравнению (9), можно найти линейную проводимость σ_{01} или линейное сопротивление r_{01} канала лидера в этом месте.

Несмотря на то, что метод зонда не дает возможности замерить градиенты в каждой точке лидерного канала, можно, как показал А. Я. Инков, попытаться получить значение E_l расчетным путем. Определяя значения E_{l1} по осциллограммам для различных коэффициентов перенапряжения k , т. е. при различных начальных токах канала лидера, находим зависимость начального линейного сопротивления канала от тока лидера $r_0 = f(i)$.

Если известен закон изменения тока от длины лидера, то градиент вблизи головки канала определяется как $E_{l2} = r_0 i$.

Таким образом, для данной длины канала l и тока в нем i находим E_l в двух его крайних точках.

Приблизительные оценки дают $E_{l2} \approx 1$ к μ в/см. Эта оценка, возможно, занижена.

Поскольку измерения показали, что изменение проводимости канала под действием выделяемой в нем энергии требует определенного времени (порядка 0,5 мксек), учитывая скорость движения головки лидера, можно показать, что изменение E_l от E_{l2} до «установившегося» значения происходит на длине $(0,3 \div 0,5) S_0$, зависящей от величины k и S_0 . Распределение E_l по длине лидерного канала длиной l показано на фиг. III. 8, д.

Инерционность изменения σ канала означает, что при резких изменениях тока градиенты вдоль канала меняются.

Определение при помощи зонда градиентов E_S вдоль стримеров привело к величине около 25 к μ в/см. Эта величина несколько больше изме-

рвавшейся Теллером [12] для E_s вдоль нитей у головки канала скользящего разряда.

Наконец, градиенты E_a в области электронных лавин, создающих стример, могут быть приближенно оценены из расчета электростатического поля у головки лидера канала, искаженного зарядами стримеров. Приближенная кривая распределения градиентов вдоль элементов лидера показана на фиг. III. 8, д. Средняя величина E_x в промежутке между головкой лидера и плоскостью может быть определена теперь из уравнения (6).

Мощность и энергия. Величина мощности в каждый момент времени $w_t = u_i i$ определяется по осцилограммам тока и напряжения. На фиг. III. 30 показаны типовые зависимости $w_t(t)$ [19]. Все наблюдаемые на фигуре особенности $w_t(t)$ вытекают из характерных свойств (зависимостей $i(t)$ и $u_i(t)$).

Количество энергии, потребляемое лидером,

$$P = \int_0^{t_p} w_t dt. \text{ Кривые } P(k_0) \text{ приведены на фиг.}$$

III. 31 для различных S_0 . Они показывают, что для каждого данного S_0 энергия P зависит от напряжения (или k_0). С увеличением S_0 необходимое количество энергии увеличивается, так же как и удельная энергия P/S_0 . Для минимального импульсного напряжения зависимость $P/S_0(S_0)$ в исследуемых пределах длин линейна.

Обычно величина P составляет всего несколько (до 10) процентов энергии, запасенной в ГИН.

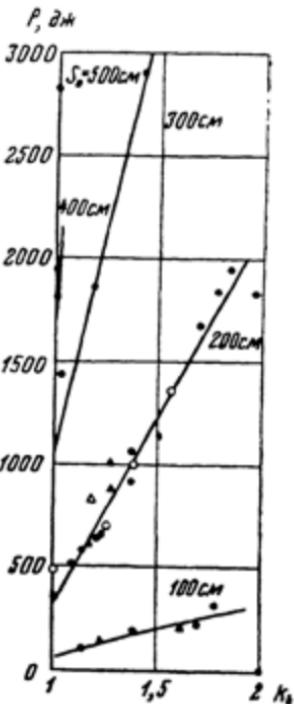
Исследование энергетических характеристик показало, что такая характеристика является универсальной как для воздушных промежутков, так и для гирлянд изоляторов. Иначе говоря, зависимость $P(t_p)$ является для данного типа промежутка при $S_0 = \text{const}$ единой при применявшихся различных параметрах схемы и формах волн напряжения.

3. ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ СХЕМЫ НА РАЗВИТИЕ ЛИДЕРНОГО ПРОЦЕССА

Многими исследователями уже давно было замечено влияние параметров схемы на лидерный процесс. Важную роль в истории изучения искры сыграло введение тормозного сопротивления R_T большой величины ($\geq 10^5 \text{ ом}$), что позволило значительно уменьшить скорость развития лидера и получить его фоторазвертку (20, 21 и «Введение» [28]). В связи с этим влияние последовательного сопротивления R_0 ($R_0 = R_T + \Sigma r_g$) оказалось изученным наиболее полно. Однако и все другие параметры схемы также воздействуют на развитие лидера.

Влияние R_0 и C_f . Рассмотрим влияние изменения величин R_0 и C_f (фиг. VI. 2) при условии, что исходная (холостая) волна напряжения на промежутке $u_i(t)$, совпадающая с $u_{ot}(t)$, остается практически неизменной.

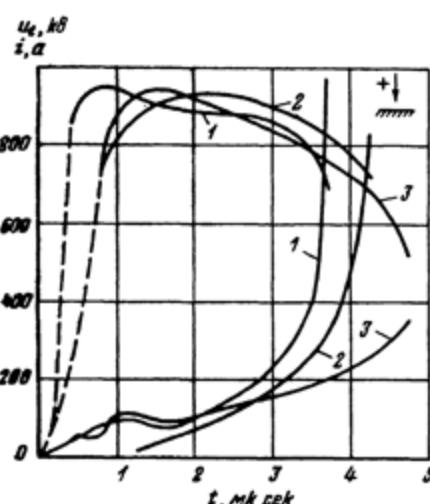
В промежутке + с — п воздействие R_0 и C_f на характеристику $i(t)$



Фиг. III. 31. Зависимость энергии P , используемой лидерной стадией, от k_0 (при $S_0 = 100$ и 200 см P измерялось несколькими методами).

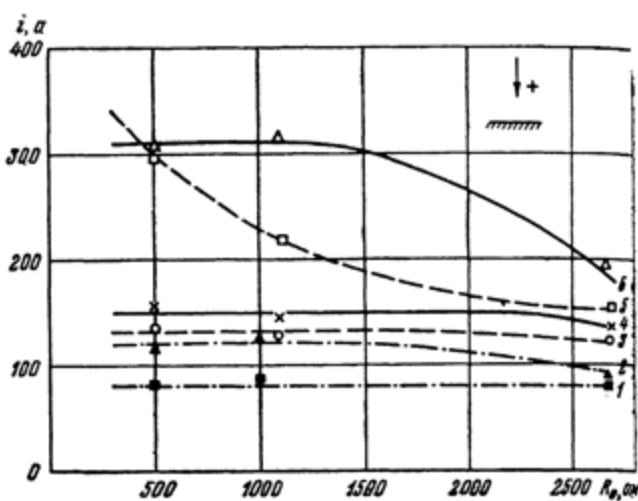
— зависимостей $P(t_p)$ [35] —

различно. Изменение C_f мало влияет на величину тока. Уменьшение R_0 от 2600 до 300 ом при $k = \text{const}$ повышает мгновенные значения i , но разница между величинами i при разных R_0 заметна в основном в конце лидерной стадии (фиг. III. 32, кривые 1 и 3), т. е. она тем значительнее, чем больше t^* (фиг. III. 33, кривые 3 и 5). Увеличение i при уменьшении R_0 и $t^* = \text{const}$ получается тем больше, чем больше k (фиг. III. 33, кривые 2 и 6). В рассмотренных пределах изменения R_0 кривые $i(t)$ практически совпадают при $k \approx 1$.



Фиг. III. 32. Ток i и напряжение u_t в промежутке +—с—п, $S_0 = 130$ см; исходная волна [1] напряжения 1,2/50 мксек; $k = 1,4$.

Кривая	R , ом	C_f , пФ
1	500	200
2	300	2200
3	2660	200



Фиг. III. 33. Зависимость лидерных токов i от со-противления R_0 в промежутке +—с—п, $S_0 = 130$ см, при исходной волне напряжения 1,2/50 мксек.

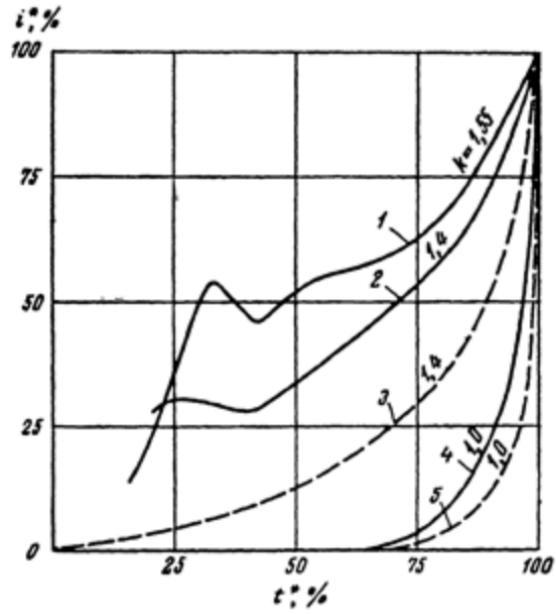
Кривая	k	t^*
1	1,13	0,75
2	1,13	0,85
3	1,46	0,45
4	1,35	0,7
5	1,46	0,64
6	1,35	0,9

Поскольку напряжение на промежутке связано с током уравнением (4), волна напряжения $u_t(t)$ меняется с вариацией R_0 и C_f . Эти изменения заключаются в следующем. При $C_f \leq 200$ пФ с ростом k искажение волны по отношению к исходной происходит тем заметнее, чем больше R_0 . Оно выражается в сокращении фронта волны [23] и убыстренном спаде U_t за максимумом — на «хвосте». Увеличение C_f способствует сохранению длины фронта и замедлению спада u_t (фиг. III. 32, кривые 1 и 2).

Изображенные на фиг. III. 33 кривые показывают, что при условии $k = \text{const}$ с уменьшением R_0 рост мгновенной величины тока не безграничен: при некоторой величине R_0 этот рост практически прекращается. Например, если $k = 1,35$ и $t^* = 0,9$ (фиг. III. 33, кривая 6), то при уменьшении R_0 за предел $R_0 = 1200$ ом увеличения тока не наблюдается. Такую величину R_0 обозначим R_{0n} . Как следует из фиг. III. 33, величина R_{0n} зависит от k и t^* .

Установленную закономерность можно объяснить следующим образом.

Если величина R_0 изменяется в таких пределах, что $iR_0 + L \frac{di}{dt}$ остается незначительным по сравнению с u_{0t} , то, согласно уравнению (4), $u_{0t} \approx u_t$ и, следовательно, величина i не зависит от R_0 . Таким образом, для рассматриваемого случая можно считать, что схема эквивалентна источнику бесконечной мощности. Если схема остается эквивалентной источнику бесконечной мощности в течение всего времени от нуля до t_p и при всех рассматриваемых k , будем считать такую схему «идеальной». Из всех рассмотренных схем наиболее близкой к «идеальной» была схема с параметрами $R_0 = 300 \text{ ом}$ и $C_f = 2200 \text{ нФ}$. Заметим, что в этом случае относительная характеристика $i^*(t^*)$ меняется при увеличении k значительно меньше, чем при всех других схемах (фиг. III. 34).



Фиг. III.34. Ток в промежутке $+c - n$, $S_0 = 130 \text{ см}$.
Исходная волна напряжения $1,2/50 \text{ мксек}$:

1,2 и 4 — $R_s = 2660 \text{ ом}$, $C_f = 200 \text{ нФ}$; 3 и 5 — $R_s = 300 \text{ ом}$, $C_f = 2200 \text{ нФ}$

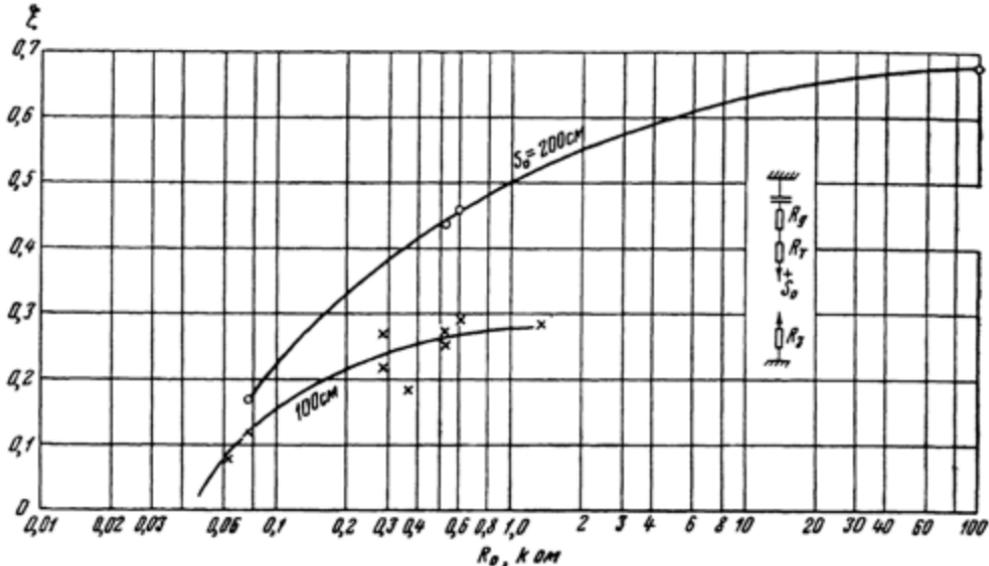
Осуществлению «идеальной» схемы способствует увеличение C_f , которое помогает сохранять исходную форму волны $u_t(t)$. Однако величина C_f ограничивается требуемой длительностью фронта и величиной C_0 .

Возможность существования «идеальной» схемы является следствием наличия предела для роста лидерного тока при уменьшении R_0 . Причину, вызывающую появление этого предела, можно видеть в особенностях самого лидерного процесса. Прибегая к понятию «сопротивления» разрядного промежутка R_S , это положение выражаем следующим образом:

$$\lim_{R_0 \rightarrow 0} R_S = \text{const} \gg R_{on}.$$

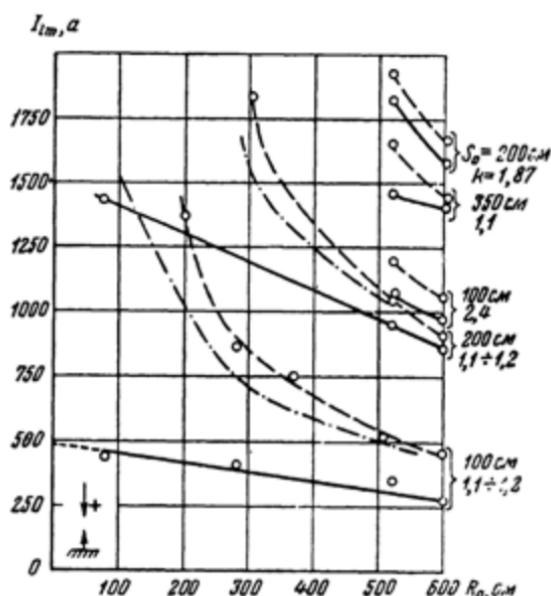
В связи с таким предположением интересны результаты определения отношения I_{lm} к максимальному току финальной стадии I_{sm} , который, как известно, определяется в основном параметрами схемы. Для промежутка $+c - c/p$ ($S_0 = 100$ и 200 см) в схеме, где $R_k \approx \infty$ и $C_f \approx 0$, при изменении R_0 от 16 до 96000 ом и $L = \text{const}$ было установлено, что хотя с уменьшением R_0 абсолютная величина I_{lm} растет, отношение $\xi = I_{lm}/I_{sm}$ уменьшается (фиг. III. 35), стремясь к нулю. При возраста-

нии R_0 величина ξ растет, стремясь к некоторому пределу; согласно данным Комелькова [22], $\xi = 1$ при $R_0 = 10^5 \div 10^7$ ом. На фиг. III. 36 даны зависимости $I_{lm}(R_0)$, определенные экспериментально (сплошные



Фиг. III. 35. Изменение отношения ξ от вариации величины R_0 .

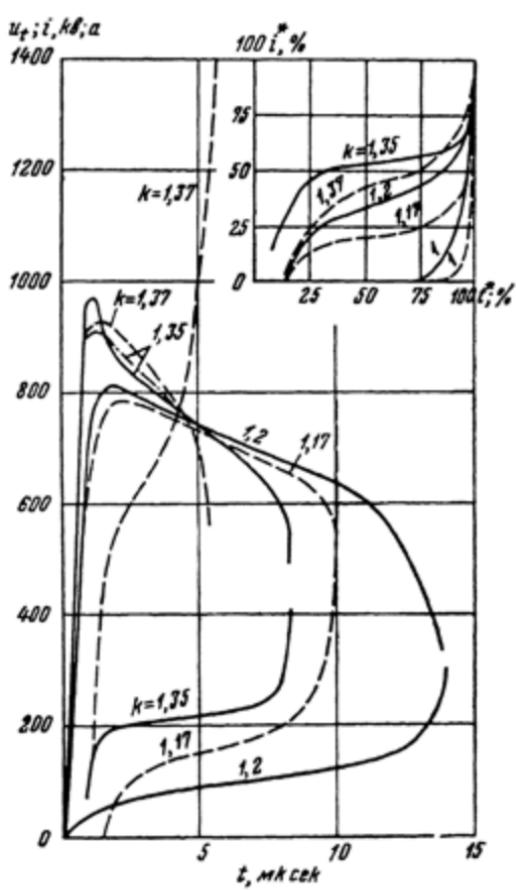
линии) и подсчитанные по формуле $I_{lm} = 0.5I_{Sm}$, где I_{Sm} определены из осциллограмм (пунктирные), или где I_{Sm} подсчитано по схеме замещения ГИН с учетом R_0 и L (штрих-пунктирные). Из сопоставления



Фиг. III. 36. Зависимости $I_{lm}(R_0)$ в промежутке +—с—с/п при различных S_0 и k

этих кривых, так же как и из соотношения $\xi \rightarrow 0$, следует, что величина I_{lm} , так же как и i при $R_0 \rightarrow 0$ (и $L = \text{const}$) имеет конечный предел, не зависящий от величины R_0 .

Рассмотрим изменение характеристик $i(t)$ и $u_t(t)$ в промежутке + кк — п при вариации R_0 и C_f . Сравнение феноменологии развития лидерного процесса в промежутках + с — п и + кк — п показывает, что строение лидерных каналов и короны и характер их развития в обоих случаях одинаковы, однако различны объемы, занимаемые короной, и число лидеров, развивающихся одновременно (см. гл. III, А, 3). В соответствии с этим ток лидерной стадии в каждый момент времени при «идеальных» условиях в промежутке + кк — п должен быть значительно больше,



Фиг. III. 37. Ток i и напряжение u_t в промежутке + кк — п, $S_e^* = 130$ см. Исходная волна напряжения 1,2/50 мксек:

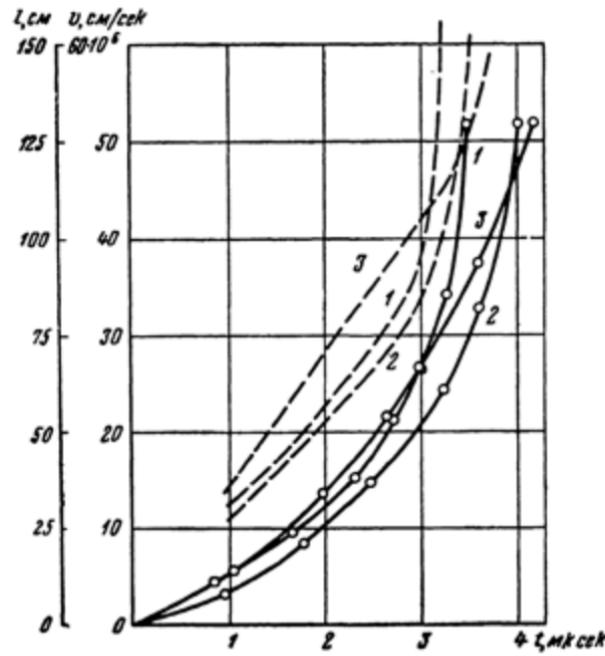
— $R_s = 2660$ ом, $C_f = 200$ нф; — $R_s = 300$ ом,
 $C_f = 2200$ нф; — усреднение пачки волн

чем в промежутке + с — п. Следовательно, R_{0n} для промежутка + кк — п, при прочих равных условиях, должно быть значительно меньше, чем у промежутка + с — п, т. е. значительно меньше, чем R_0 в рассмотренных вариантах схем. Иначе говоря, в рассмотренных случаях для промежутка + кк — п в течение всей лидерной стадии всегда было $R_0 > R_{0n}$.

В соответствии с этим в промежутке + кк — п уменьшение R_0 должно вызывать увеличение i во все моменты времени t ($0 < t < t_p$). В результате форма кривой $i(t)$ не должна меняться с вариацией R_0 , а следовательно не должна меняться и форма кривой $u_t(t)$. Эксперимент подтверждает эти предположения (фиг. III. 37).

Интересно влияние изменения R_0 и C_f на разрядное время t_p и скорость v лидера.

На фиг. III. 38 приведены зависимости $l(t)$ и $v(t)$ для трех вариантов схемы. По этим кривым можно проследить влияние R_0 и C_f на ход кривой $l(t)$ и скорость развития лидера. При одинаковой величине C_f , $l(t)$ и $v(t)$ всегда расположены тем ниже, чем больше R_0 (фиг. III. 38, кривые 1 и 2). Увеличение C_f приводит к уменьшению v в начале и более быстрому ее подъему в конце лидерного процесса. Например, на-



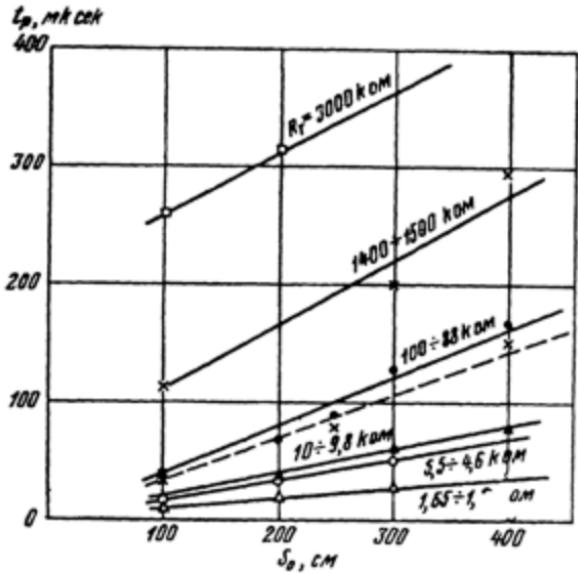
Фиг. III. 38. Скорость v (пунктирные линии) и длина l (сплошные линии) лидера в промежутке $+c - u_s = 130$ см. Исходная волна напряжения $1,2/50$ мкsec.

Кривая	R_0 , ом	C_f , пф
1	500	200
2	1090	200
3	2690	50

чальный участок кривой 2 ($R_0 = 1090$ ом) должен был бы располагаться выше кривой 3 ($R_0 = 2690$ ом), однако увеличение C_f с 50 пф (кривая 3) до 200 пф (кривая 2) привело к тому, что их взаимное расположение оказалось обратным. Увеличение R_0 , наоборот, делает развитие лидера более равномерным. Особенно это заметно при одновременном уменьшении C_f (ср. кривую 3 с кривыми 1 и 2). Кроме того, при большом R_0 ($R_0 \geq 1500$ ом) кривая $l(t)$ изменяется с увеличением k , становясь еще более равномерной (см. фиг. III. 18). Такой характер изменения $l(t)$ и $v(t)$ при изменении R_0 и C_f объясняется до некоторой степени соответствующими изменениями формы $u_t(t)$, т. е. замедленный подъем u_t на фронте дает сравнительно меньшую скорость развития лидера вначале и понижение u_t на хвосте также приводит к относительному уменьшению скорости (уменьшению ускорения).

Воздействие вариации величин R_0 и C_f на скорость лидера приводит к изменению разрядного времени t_p . В промежутке с — п это изменение для рассматриваемых вариантов схем невелико. Так, при $R_0 = 2660 \text{ ом}$ и $C_f = 200 \text{ пФ}$ t_p на 15% больше, чем для $R_0 = 300 \text{ ом}$ и $C_f = 2200 \text{ пФ}$ при одинаковом $k = 1,35$.

В промежутке + кк — п различие в t_p из-за изменения параметров R_0 и C_f значительно больше. Например, при двух приведенных выше условиях t_p разнятся на 35% (100%)¹.



Фиг. III. 39. Зависимость $t_p (S_0)$ при различных сопротивлениях торможения.

Сплошные линии — по осциллограммам; пунктирные — по фоторазверткам.

Сведения о средних скоростях лидера при различных R_0 в области сильных торможений были получены Стекольниковым и Беляковым [20], а затем Аллибоном и Миком [21] и Комельковым [22].

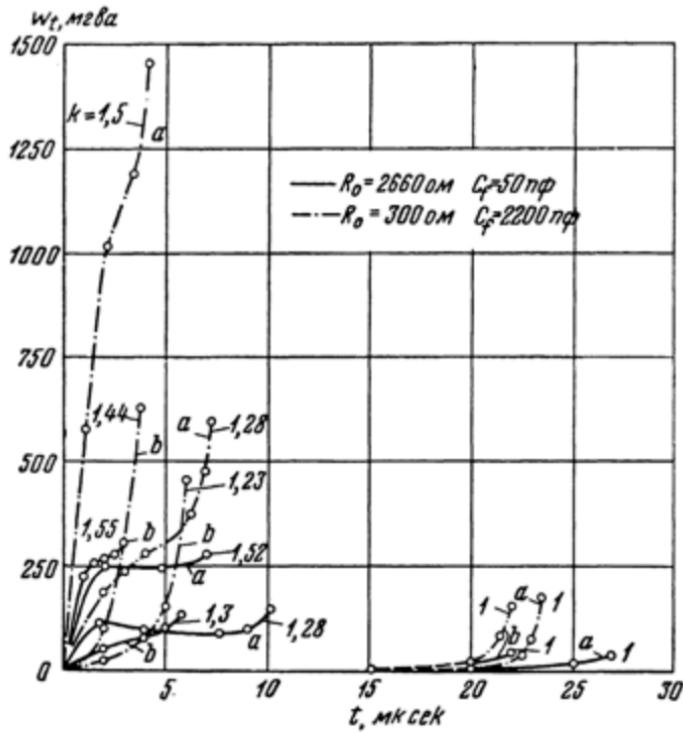
На фиг. III. 39 приведена зависимость $t_p (S_0)$ для $S_0 = 100 \div 400 \text{ см}$ и $R_0 = 1,6 \div 3000 \text{ кОм}$, полученная Стекольниковым и Багировым для минимальных импульсных напряжений [18]. Из этих кривых следует, что зависимость $t_p (S_0)$ линейна при всех обследованных величинах R_0 , причем возрастание t_p с увеличением S_0 тем сильнее, чем больше R_0 . При постоянном S_0 и равных R_{01}/R_{02} , когда $R_{01} > R_{02}$ отношение t_{p1}/t_{p2} тем больше, чем больше R_{01} , т. е. изменение R_0 эффективнее влияет на величину t_p в области больших торможений. Зависимость t_p от R_0 нелинейна; $v_{\text{спред}}$ лидера меняется от $1,25 \cdot 10^7$ до $1,3 \cdot 10^6 \text{ см/сек}$ при возрастании R_0 от 0,74 до 1500 кОм в условиях $U_{tm} \approx U_{\min}$ [24].

В заключение рассмотрим закономерности изменения $w(t)$, $P(U_{tm})$ и $q(U_{tm})$, где $q = \int_0^{t_p} idt$, при вариации параметров схемы в области слабых торможений, представленные на фиг. III. 40 и III. 41. Интересными являются особенности этих зависимостей для промежутка + с — п

¹ Цифра в скобках относится к k , подсчитанному по пичку волны $u_t(t)$.

при $R_0 = 300$ ом и $C_f = 2200$ пФ. Они заключаются, во-первых, в неизменности вида кривой $w_t(t)$ при вариации k и, во-вторых, в постоянстве P и q при изменении U_{tm} (или k), если $k \geq 1,25$. Неизменность вида $w_t(t)$ объясняется сохранением формы кривых $U_t(t)$ и $i_t(t)$ в рассматриваемых условиях. Причина указанной независимости P и q от U_{tm} пока не определена.

Влияние R_K и C_0 . Величины R_K и C_0 в основном оказывают действие на форму волны напряжения на разрядном промежутке $u_t(t)$.



Фиг. III. 40. Зависимость $w_t(t)$ для различных типов промежутков и различных параметров схемы при $S_0 = 130$ см.

— промежуток +нк — п; б — промежуток +с — п.

Если $R_g = \Sigma r_g$ и L (см. фиг. I. 1 гл. I) таковы, что ими можно пренебречь, то при постоянной величине C_0 длительность волны $u_{0t}(t)$ изменяется в зависимости от величины

$$\frac{1}{\frac{1}{R_T + R_S} + \frac{1}{R_K}} = \frac{R_K (R_T + R_S)}{R_K + R_T + R_S}. \quad (10)$$

Входящая в (10) величина R_S меняется на порядок величин, а иногда и более, как в течение лидерной стадии одной искры, так и при вариации k (см. п. 2), изменения форму волны $u_{0t}(t)$.

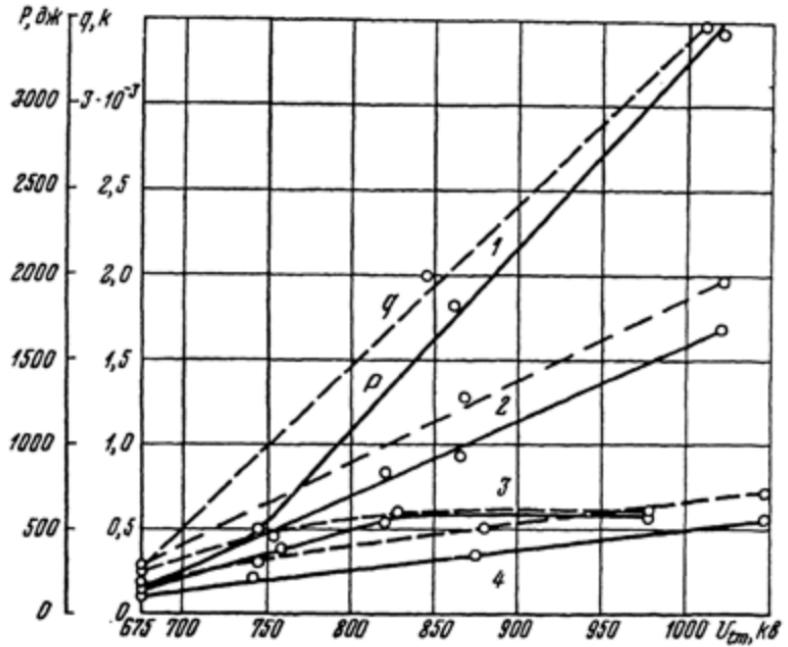
Из (10) видно, что с уменьшением величины сопротивления R_K его влияние на волну $u_{0t}(t)$ увеличивается, а влияние $R_T + R_S$ уменьшается. Значение величины R_K усиливается еще тем, что R_S при $R_T \rightarrow 0$ имеет предел порядка сотен ом, что следует из соотношения $\lim_{R_S \rightarrow 0} \frac{I_{lm}}{I_{Sm}} = 0$ и величины I_{lm} при очень малых R_0 . Кроме того, форма волны напря-

жения $u_t(t)$ связана с величиной $R_g(i + i_K)$, которая тоже тем меньше зависит от R_T и R_S , чем меньше R_K , так как при этом возрастает отношение i_K/i , где i_K — ток в R_K .

$$u_t = u_{0t} - R_g(i + i_K) - iR_T, \quad (11)$$

а так как влияние величин R_T и R_S на u_{0t} и $R_g(i + i_K)$ уменьшается с уменьшением R_K , то величина R_T также меньше влияет на u_t при малых R_K . Сопротивление R_K как бы стабилизирует волну $u_t(t)$. Степень стабилизации зависит от соотношения величин R_g , R_T и R_K .

Отсюда следует, что наиболее значительные изменения в характеристиках лидерного процесса от вариаций R_0 имеют место при прямогульной волне, когда $R_K > R_T + R_S$.



Фиг. III.41. Зависимость P (U_{tm}) (сплошные линии) и q (U_{tm}) (пунктирные линии) для различных типов промежутка и параметров схемы; $S_s = 130 \text{ см.}$

Кривая	Тип промежутка	$R_0, \text{ ом}$	$C_f, \text{ ф}$
1	и.п	300	2000
2	и.п	2660	50
3	с.п	300	2000
4	с.п	2660	50

Кроме падения напряжения iR_0 и деформации u_{0t} , определяемой соотношением R_K и $R_T + R_S$, искажение $u_t(t)$ за фронтом может создать уменьшение u_{0t} , происходящее из-за снижения напряжения на конденсаторах ГИН (C_0) при недостаточной их емкости. Это явление становится более ощутимым при увеличении длин испытуемых промежутков и при большой протяженности коронирующего электрода, т. е. с увеличением необходимой для развития лидера мощности [19, 25].

Подобие характеристик лидерного процесса и вариации параметров схемы. Рассмотренное выше влияние параметров схемы на характеристики

лидерного процесса $i(t)$ и $u_i(t)$ показывает, что при значительном изменении параметров схемы и прочих равных условиях эти характеристики не подобны (см. фиг. III.32 и III.34). Не подобны они даже при изменении только R_0 , т. е. когда критерий подобия для линейных элементов схемы выполняется. Отсюда следует, что нарушение подобия характеристик нелинейного элемента — R_S в этом случае есть свойство самого лидера процесса. Крайние проявления этого свойства — развитие лидера в «идеальной» схеме при $R_0 \rightarrow 0$, с одной стороны, и «мерцающий» лидер — с другой.

4. ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА ПУТЬ ЛИДЕРА

Уже с давних пор было известно преимущественное поражение молниями определенных мест земной поверхности. С целью изучения этого интересного явления ставились различные опыты на специальных модельных установках ([16] гл. VII). Модель представляла собой большой деревянный ящик, засыпанный толстым слоем песка, под которым на дне помещалась металлическая заземленная плоскость. В песке создавали неоднородную проводимость закладыванием металлических тел или хорошо проводящей глины. Создавались также возвышенности и углубления на поверхности песка. Высоковольтный электрод, которым служили попеременно стержень, шар и протяженный проводник, располагался над поверхностью песка. Эксперименты позволили установить, что распределение искр по земле не определяется только видом ее поверхности, но зависит также от наличия в ней тел с большей, чем у остального грунта, проводимостью [5].

Эффект преимущественной поражаемости получался закапыванием хорошо проводящих предметов в землю; при этом распределение искр значительно отличалось от того, которое обычно вызывается неровной поверхностью земли, например наличием на ней холмов.

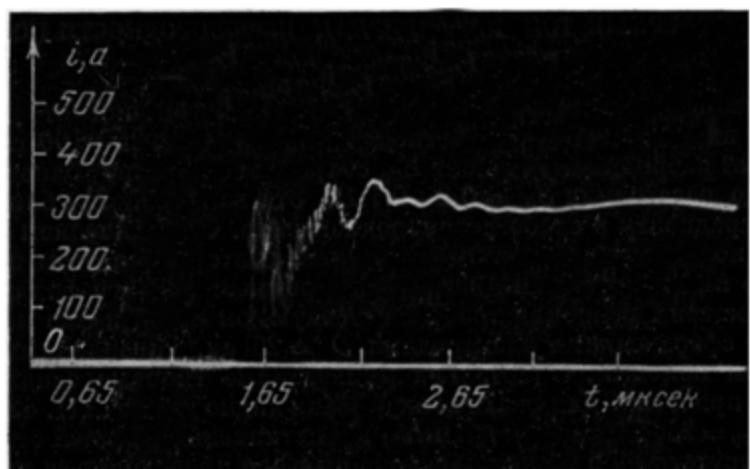
Полученные на моделях результаты позволяют пояснить избирательную поражаемость молний и сделать ряд выводов, применяемых для практических целей, о роли хорошо проводящих включений («Введение» [30]).

Приведенные результаты были подтверждены аналогичными исследованиями Нориндера и Салки [34].

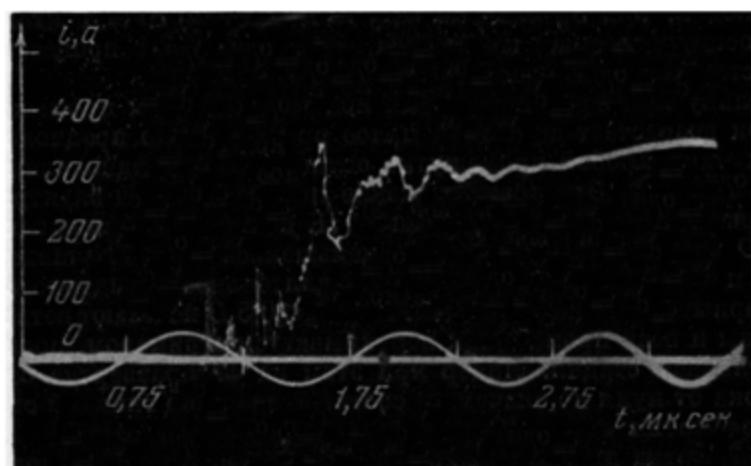
Объяснение факта избирательности может быть следующим. Известно, что в промежутке с — п при шероховатой плоскости искра любой полярности развивается с лидерами, растущими от обоих электродов. Так как развитие искры определяется обоими лидерами, образование нижнего из них (с плоскости) в известной мере предопределяет место попадания искры. Чем значительнее выступ на поверхности плоскости, тем больше шансов на возникновение с него лидера, а следовательно, поражение его искрой.

Неоднородностями нижнего электрода, выполненного из грунта, могут быть включения с резко отличающейся электрической проводимостью или диэлектрической постоянной. Эти включения способствуют росту лидеров, что, как отмечалось, ведет к избирательной поражаемости поверхности электрода. Исследованию влияния на развитие лидера неоднородностей в воздухе также был посвящен ряд экспериментальных работ (см. [16] гл. VII данной работы), в которых, в частности, было изучено влияние температуры воздуха, давления, влажности отдельных его объемов и проводящих включений.

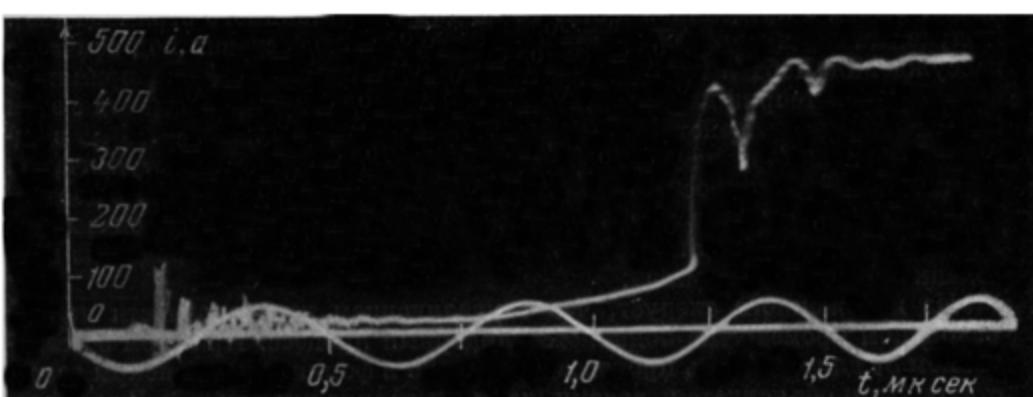
Под влиянием указанных причин в электрическом поле искры происходит перераспределение градиентов, причем градиент на одних участках ослабевает, а на других усиливается. Было установлено значительное влияние нагретых слоев воздуха на избирательность, проявляющееся уже при отличии их температуры от температуры окружающей среды на несколько десятков градусов.



Фиг. III. 42. Осциллограмма тока в шаровом промежутке, $S_0 < R$



Фиг. III. 43. Осциллограмма тока в шаровом промежутке $S_0 = 1,17 R^*$



Фиг. III. 44. Осциллограмма тока в шаровом промежутке $S_0 \approx D$

5. ЛИДЕРНЫЙ ТОК КАК ПРИЗНАК НЕОДНОРОДНОСТИ ПОЛЯ РАЗРЯДНОГО ПРОМЕЖУТКА

Из известных зависимостей разрядных напряжений от расстояния S_0 между шарами (см. приложение) диаметром $D = 25 \div 100 \text{ см}$ следует, что средний разрядный градиент $E_{\text{ср}}$ сохраняет величину, близкую к $27 \div 28 \text{ кВ/см}$ до расстояния $S_0 = 0,2 \div 0,1 D$. Эта величина $E_{\text{ср}}$ близка к разрядному градиенту в слабо неоднородном поле. С увеличением S_0 неоднородность поля увеличивается и $E_{\text{ср}}$ уменьшается. При этом происходит изменение величины и характера тока, предшествующего финальной стадии. Рассмотрим искровой процесс в воздушном промежутке между стандартными сферическими электродами $D = 25 \text{ см}$, укрепленными в горизонтальном положении [26]. Три приведенные типовые осциллограммы получены при $k \approx 1$ для различных S_0 . Как видно из фиг. III. 42 при $S_0 = 7 \text{ см}$ ($E_{\text{ср}} = 26,6 \text{ кВ/см}$) ток до момента наступления главной стадии практически отсутствует и нарастание тока до 400 а происходит за время менее $2 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$.

С увеличением S_0 возрастание тока становится более длительным. Из осциллограммы на фиг. III. 43 ($S_0 = 14,6 \text{ см}$, $E_{\text{ср}} = 21,8 \text{ кВ/см}$) видно, что подъем тока происходит за $\Delta t \approx 0,5 \text{ мксек}$, или $25\% t_p$.

И, наконец, при $S_0 = 26 \text{ см}$ ($E_{\text{ср}} = 15,7 \text{ кВ/см}$) $\Delta t = 4 \text{ мксек}$ ($60\% t_p$), причем осциллограмма имеет вид, типичный для процесса лидер — главная стадия — финальная стадия (фиг. III. 44).

Поскольку при S_0 , при которых поле в разрядном промежутке однородно, ток возрастаёт за весьма малое время, можно предположить, что в этих случаях пробой промежутка осуществляется однолавинным стримером (см. гл. II). Это предположение подтверждается электронно-оптическими развертками, полученными Е. Н. Браго для различных S_0 между шарами $D = 50 \text{ см}$. При $S_0 < D$ с уменьшением S_0 увеличивается длина стримера и одновременно уменьшается длительность лидера тока, однако лидерный канал наблюдается. При $S_0 \leq 0,5 D$ исчезают ветви импульсной короны и весь промежуток перекрывается стримером, после чего наступает главная стадия. Лидер при этом на фоторазвертке отсутствует, подъем тока от нуля до значения, соответствующего главной стадии, происходит за время около 10^{-8} сек .

Фоторазвертка для $S_0 = 22,5 \text{ см}$ в слабо неоднородном поле не обнаружила ступенчатости в развитии стримера. Известно, что в однородном поле при атмосферном давлении разрядные напряжения, подсчитываемые по уравнениям стримерной теории, начинают расходиться с экспериментальными величинами разрядных напряжений при $S_0 > 15 \text{ см}$. Отсюда Леб делает вывод о предельной длине 15 см для однолавинного стримера [36]. Полученный однолавинный стример длиной $22,5 \text{ см}$ ставит под сомнение рассуждения Леба и подчеркивает неточность условия Мика, принятого в стримерной теории для подсчета разрядных напряжений. В связи с этим возникает вопрос, действительно ли пробой промежутков $S_0 > 15 \text{ см}$ в однородном поле при атмосферном давлении осуществляется ступенчатым стримером. Этот вопрос тем более актуален, что в промежутках с неоднородным полем наличие только одного стримерного механизма оказывается недостаточным и для пробоя необходим лидер, как это видно из приведенного выше материала.

Из изложенного следует, что с увеличением неоднородности поля в разрядном промежутке появляется лидерный процесс. При этом с увеличением S_0 длительность процесса и его роль в формировании искры возрастают. Этим объясняется, почему шаровой разрядник при $S_0 \geq R$ дает увеличенный разброс в измеренных напряжениях и существенную погрешность при оценке амплитудных значений волн с коротким «хвостом».

Хорошо известно, что металлические предметы, находящиеся вблизи шарового измерительного промежутка, увеличивают разброс его показаний, который проистекает от нарушения однородности электрического поля в промежутке. Следовательно, можно в этом случае также ожидать появления лидерного тока. Эксперименты подтверждают это предположение.

Установленный признак оценки равномерности поля имеет практическое значение для сравнения эффективности использования разных изоляционных конструкций. Обнаруженные явления дают физическое объяснение погрешностей измерения шаровых разрядников.

C. ЛИДЕРЫ В ЖИДКОСТИ

Включение этого раздела в монографию, вопреки ее основной теме, объясняется тем, что масло и другие жидкости применяются в огромном числе электротехнических устройств и аппаратов и потому исследование развития искры в этих средах представляет практическое значение. Так как изучение искры осуществлялось теми же техническими средствами и методами, что и в воздушных промежутках, изложение результатов исследований будет кратким.

Импульсному пробою масла посвящено значительное количество работ. В их числе имеются исследования механизма пробоя [27, 28] и данные о разрядных характеристиках («Введение» [3]). Оптическое изучение разряда в масле началось сравнительно недавно.

В лаборатории ВГР В. С. Комельковым, применявшим метод торможения, проводились опыты [29], которыми было показано существование в электрическом разряде в жидкости (дистиллированной воде и трансформаторном масле) лидерной, главной и финальной стадий, наблюдаемых при пробое воздушных промежутков. Фотографии показали, что лидерный процесс в промежутках с — с/п длиной 9—12 см развивается ступенеобразно. Началу ступени лидера соответствует максимум импульса тока, а при наибольшем замедлении движения ступени или ее остановке ток имеет минимальное значение. В табл. III. 1 (взятой из названной работы) приводятся основные характеристики разрядов в воде и масле при различных R_T .

Таблица III, 1

Жидкость	Сопротивление торможения, ом	Характер электродов	Максимальный ток лидера, а		Средний ток лидера, а		Ток дуги, а		Расстояние между вламываниями, см		Длительность стадии лидерной стадии, мсек		Средняя скорость лидера, см/сек	
			+	-	+	-	+	-	+	-	+	-	+	-
Трансформаторное масло	10^5	Острие—плоскость	1,0	1,1	0,3	0,35	1,4	2,0	18,5	15,5	100	21	$1,4 \cdot 10^5$	$5,7 \cdot 10^4$
		То же	0,42	0,4	0,1	0,1	0,11	0,11	16,5	14	90	175	$1,4 \cdot 10^5$	$6,1 \cdot 10^4$
Дистиллированная вода	10^4	Острие—острие												
		То же	2,8		1,32		3,4		20		9,1		$1,64 \cdot 10^6$	
	10^5	Острие—острие							11,7		9,5		$1,67 \cdot 10^6$	
		То же												

Величина средней скорости головки ступени лидера может быть в несколько раз меньше максимальной. При дальнейшем уменьшении торможения ($R_t < 10^6$ ом) скорость головки лидера (особенно отрицательного) возрастает еще более.

Скорость отрицательного лидера при пробое воды во много раз меньше, чем скорость положительного лидера, и не всегда поддается измерению. Если в масле ($R_t = 10^6$ ом) при электродах острье—острие (о — о) длина положительного лидера в 1,2 — 1,5 раза больше длины отрицательного, то в воде при тех же условиях она больше в 12—15 раз.

Лидерная стадия отделяется от финальной стадии резкой вспышкой, которая охватывает весь канал и по интенсивности превосходит свечение лидера. Максимально ярко светится место встречи двух лидеров; по мере удаления от него в сторону электродов свечение постепенно ослабевает. Вероятно, свечение распространяется по каналу в тех же направлениях с очень высокой скоростью. Максимумы тока в стадии вспышки превосходят токи лидера и финальной стадии в несколько раз. Их появление можно объяснить тем, что после встречи головок потенциал канала понижается и возникает обратное стекание зарядов, сосредоточенных на периферии канала и на соседних частицах жидкости. Кроме того, в стадии вспышки наступает разряд межэлектродной емкости, дающей свою слагающую тока, накладывающуюся на ток финальной стадии.

Начиная с $R_t = 120\,000$ ом и выше, в масле после завершения лидерной стадии дуга возникает не сразу, а после серии повторных пробоев, число которых возрастает с ростом R_t .

Интервалы времени между повторными ступенями достигают 7—12 мксек и заметно снижаются с возрастанием порядкового номера ступени.

В первом приближении повторные ступени можно объяснить самовосстановлением прочности межэлектродного промежутка в результате процессов рекомбинации и захвата носителей зарядов нейтральными частицами.

Позднее механизм развития импульсного пробоя в масле изучали Лиао и Андерсон [30]. Эти авторы применяли схему, не содержащую между выходом импульсного генератора и промежутком никаких сопротивлений. Исследовался пробой в масле между электродами с—п при обеих полярностях импульса 1,5/40 мксек в промежутке $S_0 = 7,5$ см. Прикладываемые напряжения в несколько раз превышали минимальное импульсное. Заземленная плоскость была покрыта изолирующим барьером, назначение которого состояло в том, чтобы ограничить величину тока, протекающего по промежутку после полного перекрытия, и предупредить засветку фотоэмulsionии при фотографировании.

Явление фотографировалось одновременно неподвижными камерами и камерой с временной разверткой. Ток в цепи и световая эмиссия при помощи двух фотоэлементов записывались электронными осциллографами.

Сопоставлением фотографий, осцилограмм тока и интенсивности свечения канала была установлена следующая картина развития импульсного пробоя в масле при положительной полярности стержня.

Разряд начинается на стержне в виде свечения. В течение приблизительно 1 мксек от стержня распространяется (по терминологии авторов [30]) «стример». Это название здесь сохраняется, однако обоснование его, если учсть дальнейшие выводы упомянутых авторов, пока не является достаточным.

За начальным стримером следует серия ступенчатых стримеров, интервалы времени между которыми равны нескольким микросекундам. Диаметр каналов 0,025 мм. Стремеры следуют один за другим, удлиняясь

и используя пути, проложенные предшествующими каналами. Когда стримеры достигают барьера, наступает полное перекрытие.

После первого перекрытия может последовать несколько повторных, которые не имеют ступенчатого характера. При отсутствии барьера повторные перекрытия не наблюдаются; они не возникают также, если напряжение падает до величины, равной половине амплитудной.

При отрицательной полярности стержня наблюдаются следующие закономерности.

На стержне образуется первый стример с каналом диаметром 0,09 м.м., который проходит до половины промежутка.

За первым стримером следует серия ступенчатых стримеров с интервалами в несколько микросекунд между ними. Диаметр ступенчатых стримеров и их световая интенсивность много меньше, чем у начального стримера.

Головки стримеров переходят в размытое свечение, которое продвигается к плоскости. Это дает основание авторам [30] считать его свечением пилот-лидера. Число ступенчатых стримеров в 2—3 раза больше, чем при положительной полярности, стримеры менее ветвисты.

Когда свечение достигает барьера или приближается к нему, оттуда к стержню проходит перекрывающий промежуток стример; его диаметр у барьера приблизительно вдвое больше, чем у стержня. Интенсивность свечения канала у барьера выше, чем у стержня.

В отличие от случая положительной полярности, диаметр канала в интенсивность света зависят от материала изолирующего барьера.

Наблюдалось возникновение нескольких повторных импульсов с интервалами между ними в 10—15 мксек. Эти импульсы могут возникать и при напряжении, меньшем половины амплитудного.

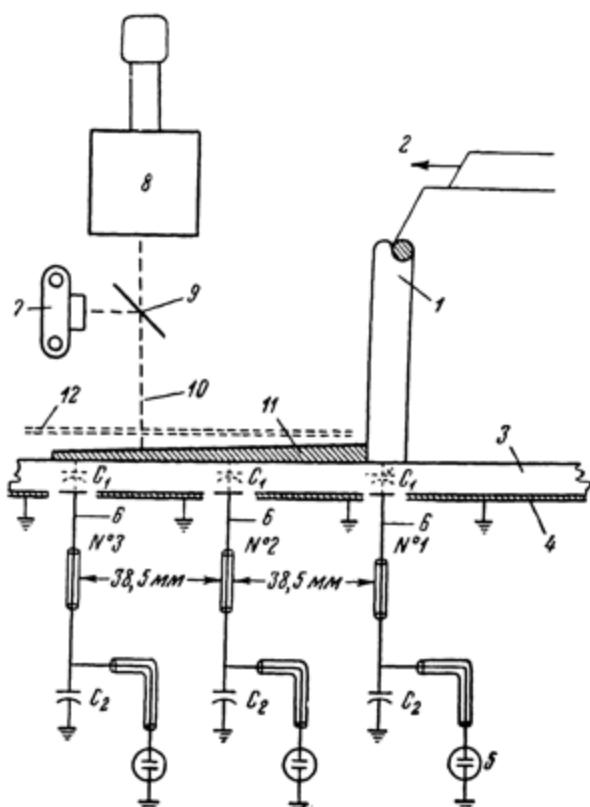
Световая интенсивность их ниже, чем у перекрывающего стримера, но более равномерна по каналу. Диаметр канала 0,05 м.м.

Было отмечено, что при отрицательной полярности ионизация (свечение) наблюдается на изолирующем барьере даже до возникновения перекрывающего промежуток стримера.

При статистической обработке данных экспериментов была получена примерно пропорциональная зависимость между световой эмиссией канала (по интенсивности) и величиной тока стримера. Сопоставляя картины развития пробоя в масле при отрицательной полярности с механизмом природной молнии на открытой местности, авторы считают, что эти процессы «замечательно схожи».

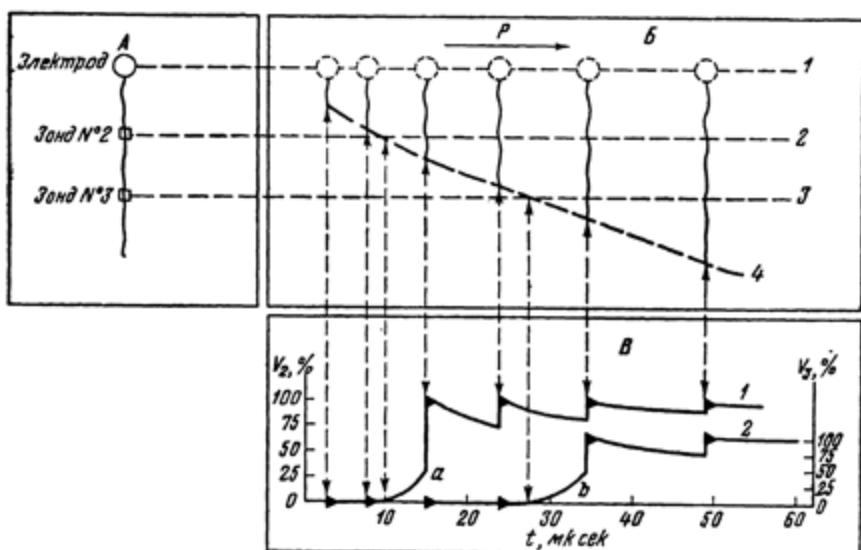
Действительно, несмотря на громадное различие размеров разрядных промежутков, значительное различие скоростей пилот-стримеров и ступенчатых стримеров и лидеров, а также условий развития молнии над землей и искры в масле над диэлектриком, в этих случаях все же проявляется формальное подобие процессов.

В другой работе [31] Андерсон и Лиао провели исследования механизма продвижения скользящих разрядов на поверхности диэлектрика, погруженного в масло, используя для этого методику зондов. Схема опыта изображена на фиг. III. 45. Лист картона размером 35×35 см² и толщиной около 3 м.м погружен в масло. С одной стороны картон покрыт медной заземленной обкладкой, а с другой к нему прижимается цилиндрический электрод диаметром 2,5 м.м. В металлической обкладке имеется три квадратных отверстия площадью 5 м.м², отстоящие одно от другого на 38,5 м.м и расположенные по прямой линии, проходящей через ось электрода, в которых помещаются изолированные от обкладки пластинки, соединенные через емкости на землю. С этих емкостей напряжение подводилось к отклоняющим пластинкам электронно-лучевых трубок. К цилиндрическому электроду подводилось импульсное напряжение 1,5/7000 мксек.



Фиг. III. 45. Схема установки для исследования скользящих разрядов:

1 — стержневой электрод диаметром 2,5 мм; 2 — прикладываемый импульс 1,5/7000 мксек; 3 — картон толщиной 3,1 мм; 4 — заземленная медная плоскость; 5 — электронные осциллографы; 6 — зонды (№ 1, 2 и 3); 7 — статическая фотокамера; 8 — камера Войса; 9 — наполовину посеребренное зеркало; 10 — луч света, 11 — стример, 12 — щель в экране



Фиг. III. 46. Результаты фотографического и осциллографического обследования скользящего разряда при отрицательной полярности:

А — фотография статической камерой, наведенной вниз на барьер; Б — фотография камерой с временной разверткой (стрелка Р показывает направление развертки); 1 — путь, пропеченный электродом, 2 и 3 — пути, пропеченные зондами, 4 — путь, пропеченный концом пилот-стримера;

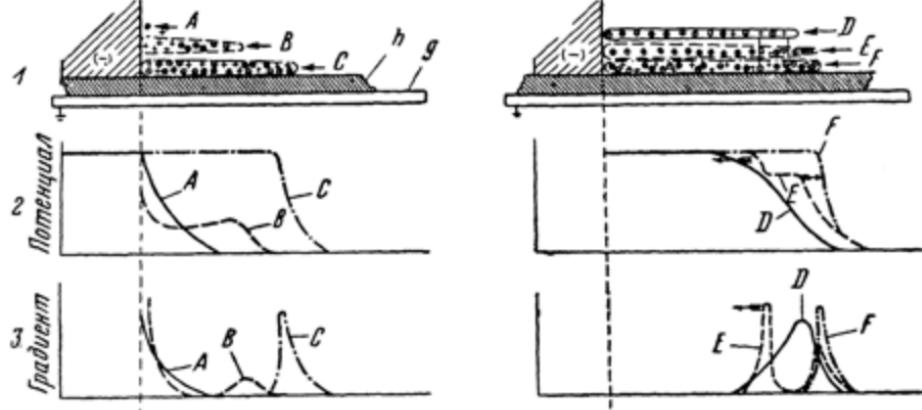
В — осциллограммы напряжения (1 — на зонде № 2 и 2 — на зонде № 3) во время разряда;

а—б — пилот

Б "Научное наследие России"

Возникающие скользящие разряды фотографировались неподвижной камерой и камерой с вращающейся пленкой (см. гл. I) через щель шириной около 1,6 м.м., расположенную по оси установки зондов. Эта щель установлена для выделения из многочисленных стримеров того, который распространяется по пути установки зондов.

На фиг. III. 46 в схематическом виде изображены результаты, полученные фоторегистрацией и осциллографами для стримера, развивающегося при отрицательной полярности импульса. Стример развивается толчкообразно, с очень большой скоростью. После продвижения очередная ступень останавливается, свечение ее исчезает до следующего возобновления движения. Авторы [31] делают предположение, что после остановки ступенчатого стримера (или лидера) с его головки развивается пилот, средняя скорость которого $2 \cdot 10^5$ см/сек. Подтверждение существования этого процесса усматривается в том, что быстрому взбросу потенциала в момент подхода к зонду № 2 ступенчатого лидера предшествует плавный подъем потенциала.



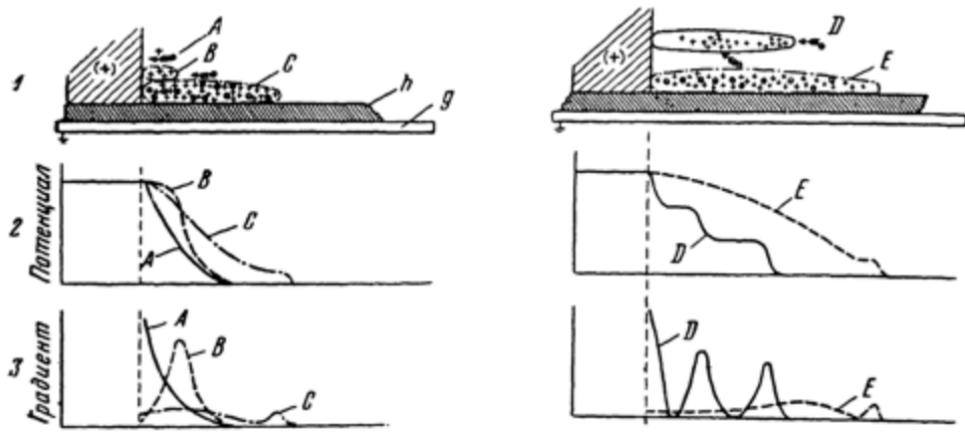
Фиг. III. 47. Механизм отрицательного скользящего разряда:

A — состояние, предшествующее ионизации (нет свечения); B — развитие первого пилота (видимое свечение); C — завершение первой ступени стримера (видимое свечение); D — пилот-стример, начинающий двигаться перед отмирающей ступенью (свечение нет); E — начало развития второй ступени канала; F — завершение второй ступени (свечение); 1 — распределение зарядов на поверхности барьера; 2 — распределение потенциала; 3 — распределение градиентов вдоль канала; g — заземленная плоскость; h — барьер

Механизм продвижения ступенчатого стримера, графическая интерпретация которого приведена на фиг. III. 47, заключается в следующем [31]: после приложения импульса напряжения и достижения градиентом потенциала у поверхности электрода критической величины (фиг. III. 47, кривая A) свободные электроны ускоряются полем и производят электронную лавину, которая продвигается благодаря достаточно большим градиентам на ее головке. Остающиеся в хвосте лавины положительные заряды усиливают поле в пространстве между электродами и в конце концов приводят к началу электронной эмиссии из металла. Появление этих электронов вызывает скачкообразное повышение потенциала в области положительного заряда лавины и превращает ее в стример.

Одновременно с этим в канале происходит быстрая рекомбинация, дающая вспышку света и тепла. Этим завершается образование первой ступени стримера. Канал стримера имеет избыточный заряд электронов, вышедших из электрода, и на его головке существует высокий градиент,

благодаря чему пилот развивается дальше. Образующийся у головки остановившегося канала положительный заряд начинает вытягивать из него электроны (что ведет к уменьшению их плотности), в связи с чем градиенты вдоль канала возрастают (фиг. III. 47, линия D). К моменту образования первой ступени, по предположению авторов, структура канала изменилась под действием освободившейся в нем энергии. Канал теперь находится скорее не в жидким, а в газообразном состоянии. Его пробивная прочность снизилась. При отмеченном возрастании градиентов вдоль канала их величина достигает критического значения, при котором



Фиг. III. 48. Механизм положительного скользящего разряда.

A — состояние, предшествующее ионизации (нет свечения); B — состояние при развитии ступени (свечение); C — завершение первой ступени (свечение); D — перераспределение заряда в два центра концентрации; E — завершение второй ступени (свечение). Остальные обозначения те же, что на фиг. III. 47

начинается пробой в области головки стримера, быстро развивающийся в направлении электрода. Электроны втягиваются в головку канала, а остающийся положительный заряд снова вызывает электронную эмиссию с поверхности электрода, которая вторично заряжает канал, повышая его потенциал (фиг. III. 47, линия F). Градиент вдоль канала падает до нуля, происходит рекомбинация, излучается свет, что знаменует формирование второй ступени стримера. Описанный механизм продвижения ступенчатого стримера повторяется, но по мере удаления его головки от электрода скорость его развития замедляется из-за убыли электронов в промежутке, вызванной превращением их в отрицательные ионы.

Развитие разряда при положительном импульсе имеет свои отличительные особенности. Скачки потенциала, регистрируемые зондом, имеют место и здесь, что указывает на ступенчатое продвижение канала. Однако плавное нарастание потенциала перед взбросом отсутствует, что дает повод авторам заключить об отсутствии пилот-стримера. Кроме того, нарастание потенциала до полной величины происходит лишь после нескольких ступеней; это обусловлено тем, что потенциал канала пропорционален положительному заряду (появляющемуся над зондом), который зависит от степени ионизации; увеличение заряда связывается с увеличением числа ступеней. Механизм развития стримера схематически изображен на фиг. III. 48.

В стадии A свободный электрон в сильном поле образует лавину, которая оставляет положительный заряд (стадия B). Этот заряд выносит потенциал электрода и дает возможность образоваться новым электронным лавинам, создающим положительно заряженный канал. Процесс

повторяется, пока градиенты на головке канала не уменьшаются до критической величины, при которой ионизационные процессы прекратятся (стадия C). Этим заканчивается первая ступень канала, длившаяся около 1 мксек. Для объяснения развития второй ступени стримера делается предположение, что положительный заряд в канале распределяется неравномерно.

На фиг. III. 48 в стадии D видны два центра концентрации положительных зарядов. Образование таких сгущений ведет к усилению градиентов и дает возможность образоваться новым электронным лавинам, которые произведут удлинение канала стримера, образуя тем самым вторую ступень (стадия E).

Несомненно, что приведенные объяснения нуждаются в более точном обосновании.

Рассмотренные материалы показывают, что в развитии импульсного скользящего разряда в масле и молнии имеется много общих элементов (подробнее об этом см. гл. VII).

ЛИТЕРАТУРА

1. См. «Введение» [2].
2. См. гл. II [13].
3. См. гл. II [26].
4. См. гл. II [3].
5. Stekolnikov I. S. Les ideas modernes sur la phenomene de la descharge de la foudre. CIGRE, Rap. 318, 1935.
6. Czpor S. Theorie de la formation de la foudre. Bull. Schweiz. Elektrotechn., 33, n. 1, 1942.
7. Тиходеев Н. Н. Об одной закономерности перехода униполярного коронного разряда в искровой. «Ж. техн. физ.», 26, № 7, 1956.
8. См. «Введение» [31].
9. См. гл. II [14].
10. Gorev A. A., Zaleski A. M., Riabov B. M. Les characteristiques de choc des grands intervalles disruptifs. CIGRE, Rap. 142, 1948.
11. Saxe R. F., Meek J. M. The initiation mechanism of long sparks in point-plane gaps. Proc. IEE, 102, pt. C, No. 2, 1955.
12. См. «Введение» [16].
13. Комельков В. С. Структура и параметры лидерного разряда. «Изв. АН СССР, ОТН», № 8, 1947.
14. Ларионов В. П. К вопросу о механизме импульсного разряда в длинном воздушном промежутке. «Электричество», № 7, 1952.
15. Ларионов В. П. О градиентах потенциала в канале лидера длинной искры. «Электричество», № 4, 1957.
16. См. гл. I [4].
17. Стекольников И. С. Продольные градиенты канала длинной искры. «Изв. АН СССР, ОТН», № 5, 1957.
18. Стекольников И. С., Багиров М. А. Исследование природы длинной искры. II. «Изв. АН СССР, ОТН», № 2, 1953.
19. Пулавская И. Г., Стекольников И. С. Исследование природы длинной искры. IV. «Изв. АН СССР, ОТН», № 4, 1955.
20. Стекольников И. С., Беляков А. П. Экспериментальное изучение искрового разряда. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 8, № 4, 1938.
21. Allibone T. E., Meek J. M. The development of the spark discharge. Proc. Roy. Soc., A166, No. 924, 1938.
22. Комельков В. С. Исследование импульсных искровых разрядов. I. «Ж. техн. физ.», 10, № 17, 1940.
23. Hagenguth J. H. Volt-time areas of impulse sparkover. AIEE Trans., 60, 1941.
24. Стекольников И. С., Багиров М. А. Исследование скорости развития лидера длинной искры. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 27, № 2 (8), 1954.
25. Горев А. А., Рябов Б. М. Импульсные характеристики линейной изоляции. «Электричество», № 6, 1948.
26. Стекольников И. С. Лидерный ток как критерий эффективности использования изоляции. «Изв. АН СССР, ОТН», № 7, 1957.
27. Вальтер А., Ишер Л. Механизм электрического пробоя в жидкких диэлектриках. «Ж. техн. физ.», 1, № 5—6, 1935.
28. См. «Введение» [3].

29. Комельков В. С. Механизм импульсного пробоя жидкостей. «Докл. АН СССР», 47, № 4, 1945.
30. Liao T. W., Anderson J. G. Propagation mechanism of impulse corona and breakdown in oil. AIEE Trans., 72, pt. 1, 1953.
31. Anderson J. G., Liao T. W. The propagation mechanism of impulse creepage discharges over oil-immersed surfaces. AIEE Trans., 74 pt. 1, 1955.
32. Loeb L. Some aspects of breakdown streamers. Phys. Rev., 94, No. 2, 1954.
33. Браго Е. Н., Стекольников И. С. О структуре длиной искры при импульсном напряжении. «Изв. АН СССР, ОТН», № 4, 1958.
34. Norinder H., Salka O. The effect of geological discontinuities on artificial lightning discharges as studied in a model test arrangement. Ark. Geofis., 1, No. 3, 1950.
35. Ларионов В. П., Разевиг Д. В. Энергетические характеристики высоковольтной изоляции при импульсах. Вторая всесоюзная конференция по газовой электронике. Аннотация докладов. АН СССР, МВО, 1958.
36. См. «Введение» [29].
37. Hagenmuth J. H., Rohlfs A. F., Degnan W. J. Sixty-cycle and impulse sparkover of large gap spacings., AIEE Trans 71, pt. 3, Jan. 1952.

ГЛАВА IV

ГЛАВНАЯ СТАДИЯ ДЛИННОЙ ИСКРЫ

Вслед за окончанием лидерного процесса, т. е. вслед за соприкосновением канала с плоскостью или за встречей двух развивающихся каналов, в промежутке начинается третья — главная стадия разряда. Она характеризуется быстрым изменением тока и интенсивностью свечения. Первые регистрация тока развивающейся искры, сделанные [1] при больших тормозных сопротивлениях R_T , показали, что по величине максимальный ток главной стадии превышает ток при металлическом замыкании разрядного промежутка. Это обстоятельство послужило доказательством того, что рассматриваемый ток зависит от процессов в разрядном промежутке и от электродной емкости.

A. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ВОЛНЫ ТОКА ГЛАВНОЙ СТАДИИ

Осциллографирование тока развивающегося высоковольтного разряда в промежутках с—п с—с/п по схемам, изображенным на фиг. IV. 1, при помощи шунта R_i дает типичные осциллограммы, одна из которых, для промежутка с—с/п, показана на фиг. IV. 2. Участок *ab* характеризует стадию лидерного тока, участок *bmd* — ток главной стадии и участок *de* — финальный ток.

Ход линии *bmd* зависит от параметров внешней цепи и прежде всего от сопротивления, через которое протекает ток главной стадии — сопротивление R_1 (фиг. IV. 1, а) или R'_3 (фиг. IV. 1, б) заземления стержня на плоскости. При определении максимального значения тока I_k отсчет производится от величины I_{lm} , хорошо различимой на осциллограммах (фиг. IV. 2, точка *S*). Величина тока в такой схеме измеряется с большими погрешностями (см. фиг. I. 25), потому что из составляющих тока I_1 , I_2 и I_3 две последние осциллографом не регистрируются.

Участок осциллограммы *ab* дает возможность оценить заряд, скопившийся на верхней плоскости в лидерной стадии. Заряд, индуцированный развивающимся лидером на плоскости P_2 , осциллографом регистрируется в течение главной стадии.

Ток главной стадии длинной искры (заштрихованная часть на фиг. IV. 2) можно представить накладывающимся на «сквозной» разрядный ток; он связан с нейтрализацией объемного заряда, внедренного в промежуток лидером, зарядом противоположного знака, индуцированным на поверхности заземленной плоскости. Этот ток не протекает через конденсаторы ГИН.

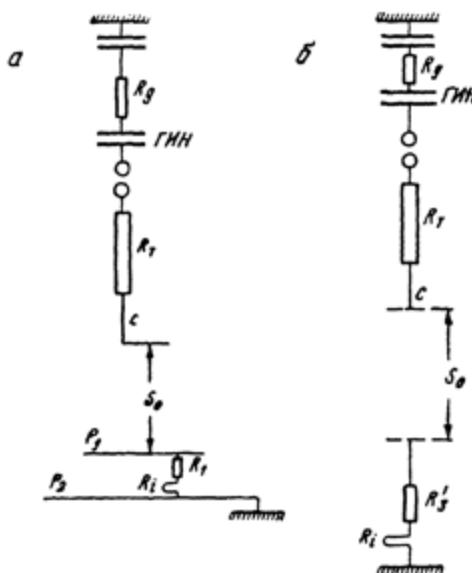
Из фиг. IV. 2 нетрудно видеть, что ток $i(t)$ длинной искры можно разделить на две основные составляющие:

а) относительно медленную *abcd*, названную сквозным током;

б) ток главной стадии (сокращенно — главный или канальный) b_{kmt} , представляющий собой локальный ток разряда заряженного канала лидера на землю.

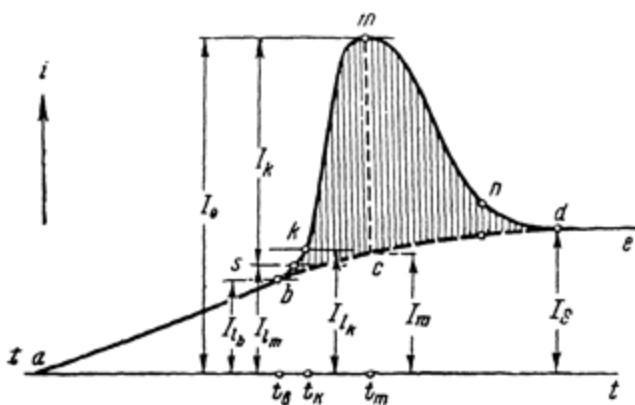
Разделение тока на две составляющие не является чисто формальным.

В самом деле, в конце лидерной стадии через тормозное сопротивление a конденсаторы ГИН протекает сквозной ток величиной I^{lb} .



Фиг. IV. 1. Принципиальные схемы измерения тока главной стадии:
а — в промежутке + с - п; б — в промежутке + с - с/п

Несомненно, что и в последующие моменты времени, т. е. в период развития главной стадии, через промежуток будет протекать упомянутый сквозной ток.



Фиг. IV. 2. Типовая осциллограмма тока главной стадии при $R_T = 5 \div 6$ кОм

Несомненно также, что тепловое действие этого тока способствует увеличению проводимости канала разряда и увеличению сквозного тока, обусловленного напряжением конденсаторов ГИН. Одновременно с протеканием главной стадии разряда сквозной ток плавно изменяется, переходя в финальный и дуговой ток, величина которого определяется параметрами цепи разряда (U_0 , R_T , емкостью ГИН C_0 и др.).

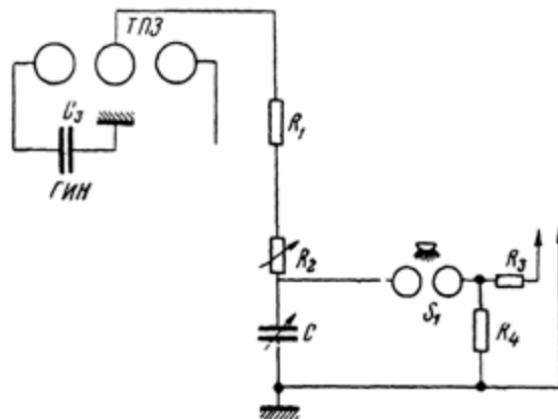
Канальная составляющая тока представляет собой волну сравнительно небольшой продолжительности.

Импульс тока, очерченный линией bcd и имеющий основанием спрямленную линию bcd , может рассматриваться как модель тока молнии, поражающей опору линии электропередачи.

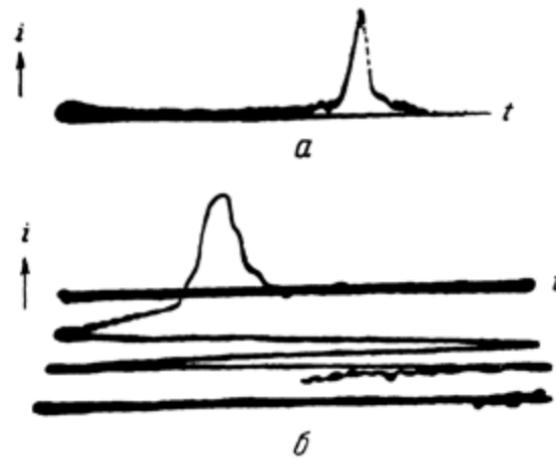
1. ПРОМЕЖУТОК + С-П

Кратковременность протекания главной стадии (десятые доли микросекунды) предъявляет повышенные требования к аппаратуре и измерительной схеме.

Для своевременного включения электронного осциллографа, регистрирующего ток, была осуществлена [2] схема, изображенная на фиг. IV. 3.



Фиг. IV. 3. Схема синхронизации включения электронного осциллографа при регистрации тока главной стадии



Фиг. IV. 4. Осциллограммы тока главной стадии:
а - снятые при однократной развертке; б - снятые при синусоидальной развертке

При пробое трехэлектродного (ТПЗ) промежутка ГИН напряжение от первой ступени C_3 через сопротивление $R_1 + R_2$ заряжает емкость C до напряжения U_p .

После пробоя промежутка S_1 волна с крутым фронтом подается на сопротивление R_4 и через R_3 приводит в действие реле отпирания луча ЭБ "Научное наследие России"

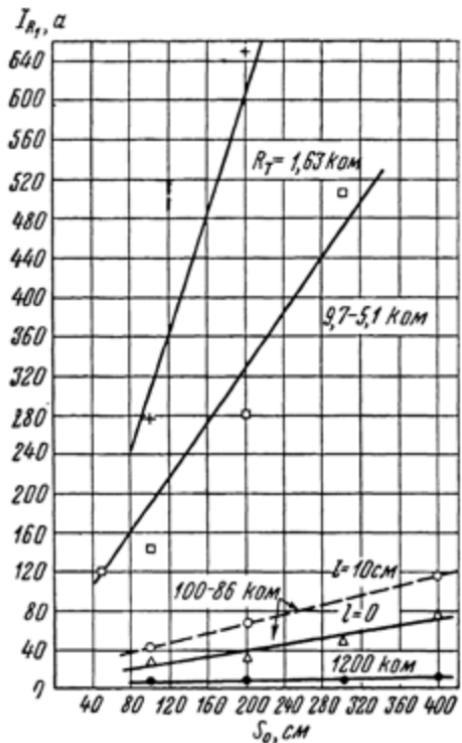
и цепи временной развертки электронного осциллографа, не показанной на фиг. IV. Задача синхронизации заключается в осуществлении включения осциллографа в момент, предшествующий образованию главной стадии, с таким расчетом, чтобы при установленной скорости движения луча регистрируемый импульс тока располагался должным образом на экране. Так как включение осциллографа начинается в момент пробоя промежутка S_1 , необходимо задержать разряд C на время t_a , несколько меньшее $t_1 + t_0$, где t_1 — время срабатывания ГИН; t_0 — время развития лидера. Например, при $t_0 + t_1 = 60 \text{ мксек}$ время t_a

выбиралось равным 55—57 мксек.

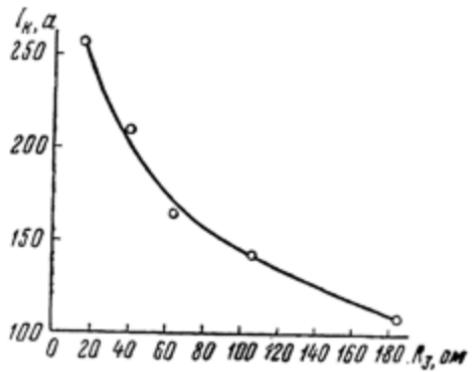
Для уменьшения разброса пробоя промежуток S_1 освещался кварцевой горелкой.

Описанная схема давала возможность регистрировать импульсы тока длительностью 0,1—0,05 мксек на экране диаметром 13 см, по которому луч пробегал за 3—4 мксек.

Для уменьшения искажающего действия индуктивности шунта была применена емкостная компенсация (см. гл. I).



a



b

Фиг. IV. 5. Зависимость $I_{B1}(S_0)$ при разных R для промежутков с — с/п и с — п (a) и зависимость $I_k(R_s)$ для с — с/п (б)

Осциллографирование тока производилось как при однократной (фиг. IV, 4, a), так и при синусоидальной развертке (фиг. IV, 4, б).

Изучение волны канального тока [3] выявило влияние R_T , или точнее $R_0 = R_T + R_g$ (фиг. IV, 1), на ее форму. При рассмотрении осциллограмм лидеров отмечалась деформация волны тока с изменением R_0 (гл. III).

Вместе с тем происходит изменение и в соотношениях величин параметров I_k , I_S и др. Таким образом, анализ формы волны и ее количественные оценки должны всегда проводиться с учетом величины R_0 .

По осциллограммам построены зависимости амплитудных значений составляющего тока I_{B1} в шунте от S_0 для разрядного промежутка с — п (фиг. IV, 5, a).

Для сравнения здесь же приведена зависимость (пунктиром) для случая с — с/п [11].

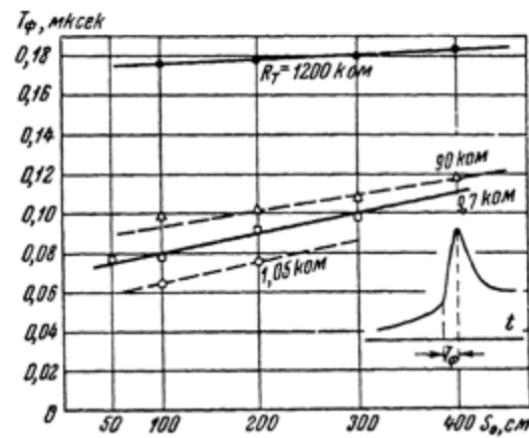
При оценке амплитудных величин тока I_k по измерениям I необходимо иметь в виду соображения, изложенные в гл. I в связи с обсуждением фиг. I. 25.

Опыты проводились при тормозных сопротивлениях $R_T = 1200 - 1,6$ ком и минимальном импульсном напряжении.

Построенные зависимости показывают, что I_R , растет с увеличением S_0 и что это наблюдается при различных сопротивлениях R_1 , включенных последовательно с шунтом, а также при различных R_T .

Наличие стержня на плоскости при прочих неизменных условиях существенно увеличивает ток главной стадии (фиг. IV. 5, пунктир). Значительное увеличение тока согласно осциллограмме происходит при установке на плоскости стержня, высота которого составляет 10% S_0 . Эффект увеличения тока, может быть, связан с усилением поля вблизи нижнего стержня и появлением встречного лидера, развивающегося к верхнему электроду.

Проведенные эксперименты показали влияние на максимальную величину тока искроприемного устройства — его конфигурации и сопротивления заземления R_z . Зависимость I_k (R_z) показана на фиг. IV. 5, б.



Фиг. IV. 6. Зависимость $T_f(S_0)$ при разных R_T (промежуток с — п)

Из представленных на фиг. IV. 6 результатов экспериментов видно, что длительность T_f фронта импульса тока относительно сильно возрастает с увеличением S_0 и R_T .

Скорость продвижения головки канала главной стадии была определена при помощи электрооптического затвора (ЭОЗ) и электронного осциллографа. На фиг. IV. 7, б и в дан пример одновременного получения осциллограммы тока и фотографии канала, сделанной через ЭОЗ [4].

Осциллограмма и фотография канала относятся (фиг. IV. 7, б, в) соответственно к $t_1 = 8,0 \cdot 10^{-8}$ сек и $t_f = 10,3 \cdot 10^{-8}$ сек при $l_k = 92$ см. Срез импульса производился на максимуме тока главной стадии, при этом к моменту образования амплитудного значения тока головка канала прошла меньше половины межэлектродного расстояния S_0 .

При помощи специального подбора электродов срезающего промежутка удалось произвести срезы и на спадающей части импульса канального тока и, следовательно, проследить развитие канала вплоть до дуговой стадии разряда.

На фиг. IV. 7, а представлены зависимости длины канала от времени его развития (кривая l_k) и скорости v_k продвижения его головки на разных расстояниях от плоскости.

При определении длины канала зигзагообразность его не учитывалась. Учет этого обстоятельства может повысить отдельные значения на 15—20%.

Анализ показал, что определение длины канала l_k на пленке дает большие ошибки, свойственные малым значениям определяемых величин. Здесь можно иметь в виду лишь порядок величины v_k , в то время как при больших значениях l_k , достигающих 40—60% длины разрядного промежутка, погрешность в определении v_k уменьшается и при значительном количестве замеров l_k и t , разброс величин не превосходит $\pm 30\text{--}50\%$.

По сделанным при помощи ЭОЗ фотографиям были определены диаметры канала вблизи плоскости в различные моменты его существования (ширина изображения канала сравнивалась при этом со снимками освещенных щелей различной ширины, снимавшихся через ЭОЗ при различных экспозициях). Оказалось, что канал в момент, близкий к его зарождению, имеет диаметр около 5 м.м. Этот размер мало изменяется в течение развития всей главной стадии. Оценка плотности тока, произведенная с учетом токораспределения, описанного в [2], приводит к значению около 5—6 ka/cm^2 .

Анализ полученных материалов по развитию главной стадии в промежутке +с — п выявил следующее.

Образование главного канала начинается в момент, соответствующий резкому повышению тока на осциллограмме $I_R(t)$.

Максимум тока наступает при достижении головкой канала 35—50% длины разрядного промежутка S_0 , считая от плоскости.

Головка канала достигает стержневого электрода одновременно с переходом тока в финальную стадию.

Максимальная скорость головки канала достигала в исследованных условиях разряда $16 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$, а затем плавно уменьшалась до величины $3 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$ при $l_k = 140 \text{ см}$.

В области промежутка времени $0 - 3 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$ материалы замеров оказались недостаточными для однозначного построения зависимостей $l_k(t)$ и $v_k(t)$. Можно полагать, что начальная величина v_k будет не меньше, чем конечная скорость лидерной головки v_l , которая, по имеющимся данным, не превышает $(2 \div 3) \cdot 10^8 \text{ см/сек}$.

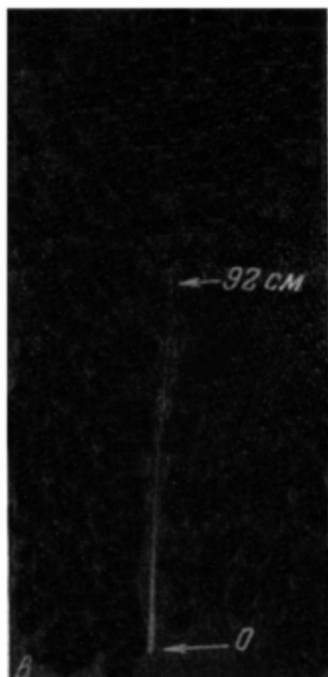
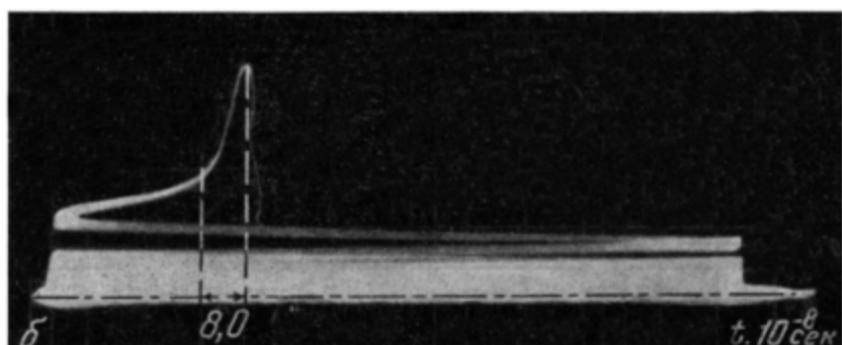
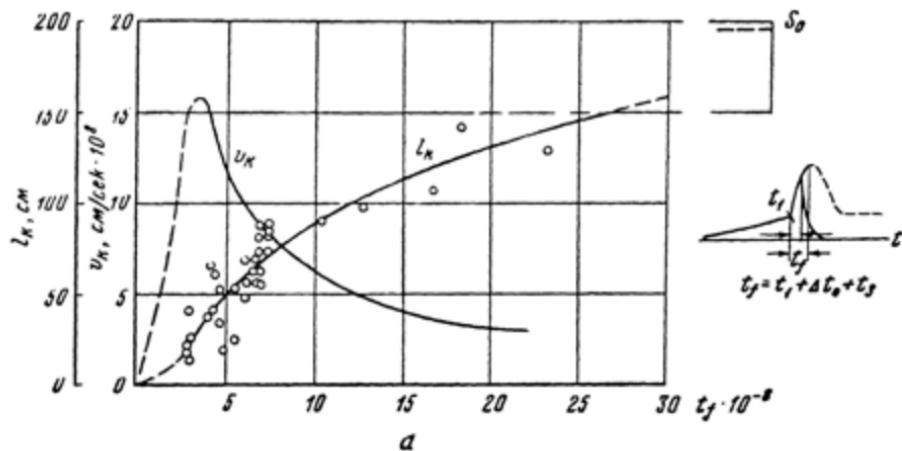
Изменение v_k от v_l до $v_{k\max}$, согласно нашим представлениям о развитии главной стадии, должно происходить плавно. Исходя из того представления, что при образовании канала главной стадии происходит нейтрализация заряда, распределенного в лидерном канале, можно при помощи зависимости $v_k(t)$ установить распределение плотности удельного заряда ρ_k по длине канала [5] из соотношения

$$i_k = \rho_k v_k.$$

Диаметр канала в начале развития ($S_0 = 200 \text{ см}$, $R_T = 4,0 \text{ ком}$) равен 5,0 м.м. При достижении головкой канала стержня С (фиг. IV. 1, а и б), высоковольтного электрода диаметр канала у плоскости мало меняется. В момент образования максимума тока, равного в данном случае $I_R = 350 \text{ а}$, без учета составляющей I_s , ток в канале I_k можно принять равным $I_k = 350 \cdot 3,6 = 1260 \text{ а}$; плотность тока тогда составит $j = 6,4 \text{ ka/cm}^2$.

2. ПРОМЕЖУТОК +С—С/П

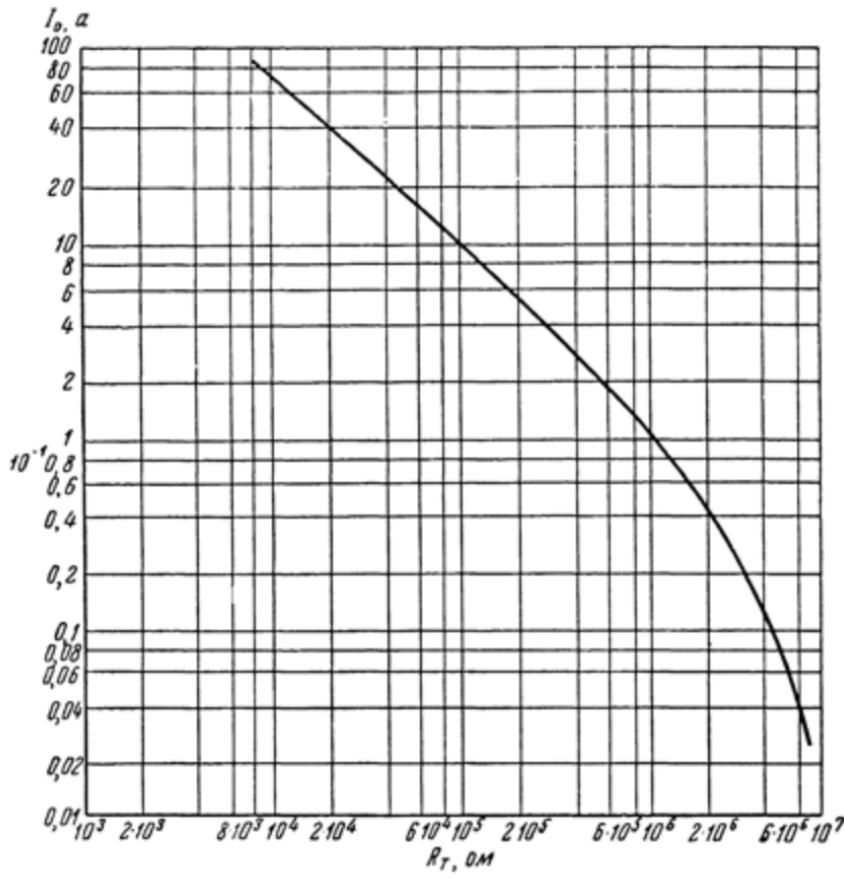
Этот случай представляет собой интерес для физического моделирования молний при помощи длинной искры. Достаточно упомянуть, что измерения основных параметров молнии: амплитудного значения тока I_k , максимальной крутизны волны тока K_m , длительности фронта и спада волны канального тока, определены, как правило, для случаев поражения ею более или менее высоких опор, вертикальных тросов или весь-



Фиг. IV. 7. Скорость движения головки главного канала и положения головки в различные моменты времени в промежутке с — п (а), пример одновременно полученной осциллограммы (б) и фотографии через ЭОЗ (с)
ЭБ "Научное наследие России"

ма высоких зданий. В промежутке с — с/п канал главной стадии зарождается в месте встречи двух лидеров и распространяется по направлению к электродам. Примем, что искра в промежутке с — с/п может служить физическим аналогом удара молнии в объекты, высота которых (h) соизмерима с расстоянием между облаком и землей.

Для промежутков с — с/п длиной 30—60 см осциллограммы главной стадии, снятые [6] в различных условиях внешней цепи, дали возможность количественно оценить зависимость амплитуды тока I_0 от тормозного сопротивления. Напряжение на промежутке превышало U_{\min} на 10 \div 15%.



Фиг. IV. 8. Значения I_0 токов при различных R_T .

Некоторые результаты опытов представлены на фиг. IV. 8. Измерения канального тока в промежутках с — с/п длиной 100—400 см [3, 7] дали возможность количественно оценить различные его параметры.

Зависимость амплитуды тока канальной стадии от сопротивления опоры. Схема опытов приведена на фиг. IV, 1, б. Здесь R_T — тормозное сопротивление в цепи разрядного промежутка, а R_g — распределенное демпфирующее сопротивление, равное 240 ом; R_3 — сопротивление, введенное в цепь разрядного промежутка на стороне нижнего электрода «модели» опоры), состоит из R_i и R'_3 (обычно $R_i \ll R'_3$).

Нижний электрод разрядного промежутка выполнен из эbonитового стержня диаметром 15 мм, на котором при помощи зажимов крепится высокоомная проволока (сопротивление R_3). Сверху эbonитовый стержень снабжен небольшим медным штифтом m — приемником искры (фиг. IV. 9).

Общая высота модели опоры над основанием-диском $h_{on} \approx 54$ см.

Расчетная индуктивность модели опоры $L_{on} = 0,75 \cdot 10^{-6}$ гн.

Нижний электрод (модель опоры) монтировался на металлической плоскости размером $8 \times 8 \text{ м}^2$, которая играла роль земли.

Длина разрядного промежутка изменялась от $S_0 = 1 \text{ м}$ до $S_0 = 4 \text{ м}$. Большинство экспериментов проводилось при минимальном разрядном напряжении положительной полярности. Ряд экспериментов был сделан при перенапряжении, а также при отрицательном верхнем электроде.

Для выяснения вопросов о влиянии индуктивности модели опоры и ее высоты на I_k были проведены сравнительные эксперименты с моделями опор высотой $h_{on} = 54 \text{ см}$ (индуктивность $L_{on} = 0,75 \text{ мкГн}$) и $h_{on} = 16 \text{ см}$ ($L_{on} = 0,15 \text{ мкГн}$).

Оказалось, что в обоих случаях при $R_3 = 4 \text{ ом}$ средние значения I_k были приблизительно одинаковыми.

На основании этого факта I_k дается на графиках в зависимости от R_3 , а не от импеданса модели опоры:

$$Z_{on} = R_3 + pL_{on} \quad (\text{где } p = \frac{\partial}{\partial t}). \quad (1)$$

Эксперименты производились для различных значений R_3 в пределах 1,4—501 ом.

Ток разряда, проходя через шунт n (см. фиг. IV. 9), создает на его сопротивлении R_i падение напряжения, измерение которого дает возможность найти зависимость $i_k(t)$.

Снимаемая с R_i разность потенциалов подается по воздушному кабелю (с волновым сопротивлением $Z_B = 198 \text{ ом}$) на вход осциллографической схемы. На выход воздушного кабеля вводится согласующее сопротивление, равное 198 ом.

Параллельно отклоняющим пластинам осциллографа подключается емкость, которая предназначена компенсировать индуктивность измерительного шунта петлевого типа, описанного в гл. I.

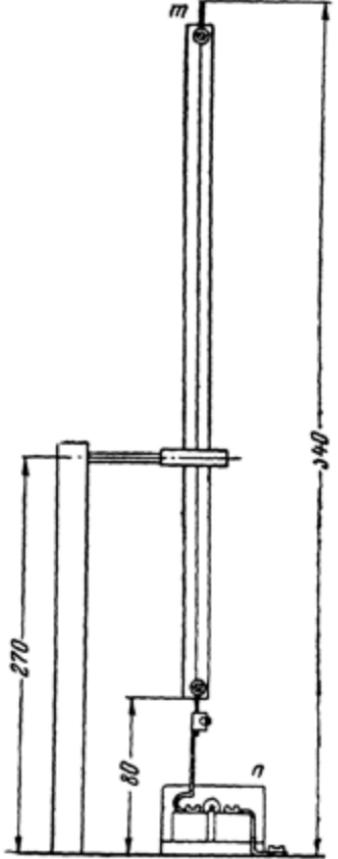
Было выполнено [3] много контрольных экспериментов с целью поисков наилучшей схемы опыта и изучения влияния отдельных параметров схемы измерения на результаты измерений, а также для уточнения характера функции $I_k(R_3)$ в области малых значений R_3 .

Для построения графика функции $I_k(R_3)$ при $R_T = 5,7 \text{ ком}$ было использовано свыше 900 осциллограмм разрядных токов, что позволило выявить следующие зависимости: $I_k(R_3)$ для $S_0 = 1$ и 2 м при $R_3 = 1,4 \div 501,4 \text{ ом}$; $I_k(R_3)$ для $S_0 = 3,95 \text{ м}$ при $R_3 = 0,7 \div 530 \text{ ом}$.

Анализ осциллограмм выявил существенный разброс I_k для серии опытов при неизменном разрядном промежутке.

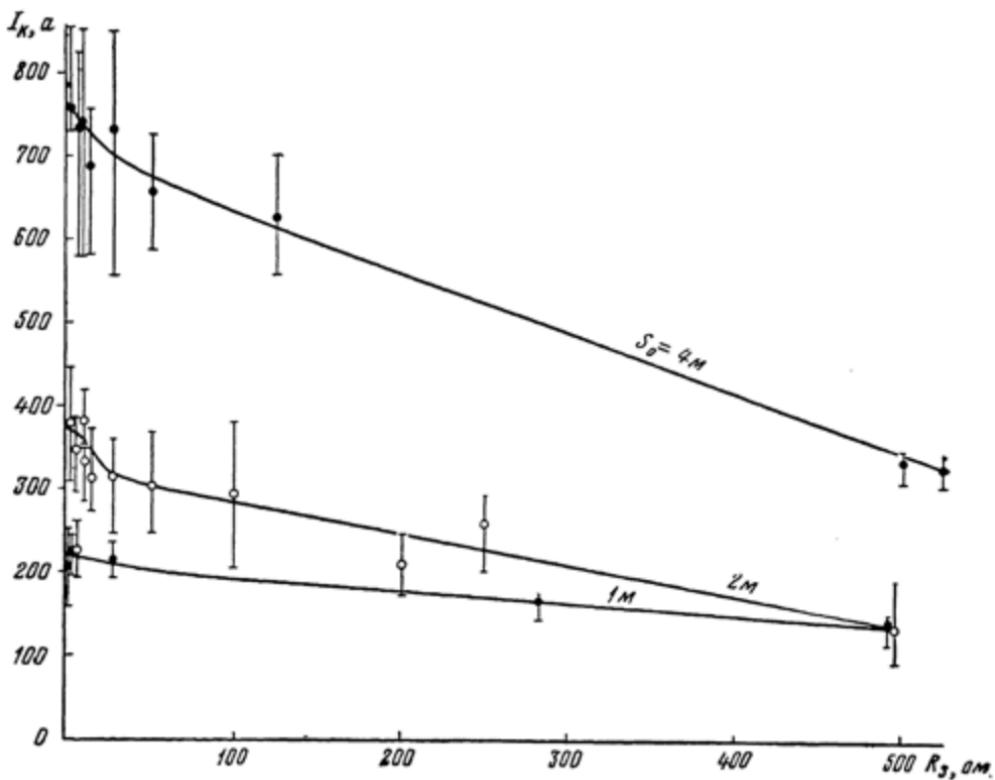
Этот разброс, видимо, связан с флюктуациями процесса канального тока. В связи с этим для каждого значения R_3 вычислялось среднее арифметическое значение по 10—50 отсчетам I_k .

Для анализа влияния удлинения канала l_k (вследствие его извилистости) на амплитуду канального тока, при неизменных условиях разрядного промежутка, была получена серия осциллограмм канального тока, которая снималась одновременно с фотографированием искры в двух взаимно-перпендикулярных проекциях.



Фиг. IV. 9. «Модель» опоры

Установить заметной зависимости I_k от R_t не удалось. Поэтому для каждого значения R_s было получено усредненное значение I_k . На основании этих данных построены зависимости $I_k(R_s)$ для $S_0 = 1, 2$ и 4 м (фиг. IV. 10) при различных значениях R_s в пределах $1 - 500 \text{ ом}$.



Фиг. IV. 10. Зависимость амплитуды тока главной стадии от сопротивления заземления опоры при $R_T = 5,7 \text{ ком}$ и различных S_0

Кроме того, были проведены опыты [3] с различными тормозными сопротивлениями R_T , которые показали, что характер зависимости I_k от R_s мало изменяется при вариации R_T .

На основании полученных данных можно заключить, что при развитии разряда в упомянутой схеме сопротивление R_s оказывает существенное влияние на главную стадию, подобно тому как R_T существенно влияет на развитие лидерной стадии, хотя отношение $\frac{R_T}{R_s}$ достигало величин 100 и более.

Удалось установить, что при $S_0 = \text{const}$ и $R_T = \text{const}$ с увеличением R_s максимальное напряжение U_{on} на вершине модели опоры, обусловленное полным током $I_0 = I_l + I_k$, возрастает, несмотря на снижение I_0 . При этом между выходными шарами ГИН (см. фиг. IV. 1) и землей напряжение $U_{GIN} = U_0 = \text{const}$.

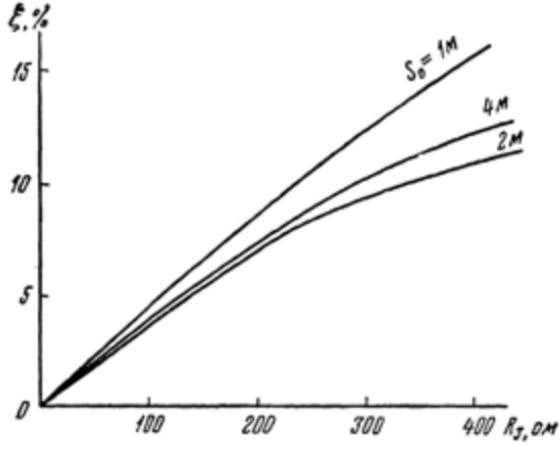
На фиг. IV. 11 приведены зависимости $\xi = \frac{U_{on}}{U_0} = f(R_s)$, построенные на основании экспериментальных кривых (см. фиг. IV. 10) для $S_0 = 1, 2$ и 4 м и $R_T = 5,7 \text{ ком}$ при положительной полярности импульса.

Представляет интерес выяснение влияния R_T на ξ . Физически это влияние может быть обусловлено тем, что изменение R_T ведет к изме-

нению скорости продвижения головки лидера и его эффективного сопротивления.

На фиг. IV. 12 приведена зависимость средних скоростей v_{cp} головки лидера от R_T , полученная при измерении их на среднем участке разрядного промежутка с — п, для $S_0 = 2 \text{ м}$ при положительной полярности импульса. Из зависимости $v_{cp}(R_T)$ можно заключить, что R_T , при котором $v_{cp} = 2 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$ (близкая к средней скорости продвижения головки лидера молний), лежит в пределах 1—2 ком.

Для выяснения влияния R_T на амплитуду канального тока была снята серия осциллограмм разрядов при $R_T = 1,3; 1,65; 5,7; 26,62$ и 96 ком для $S_0 = 2 \text{ м}$, $R_3 = 6 \div 20 \text{ ом}$ и $R_3 = 200 \text{ ом}$.



Фиг. IV. 11. Зависимость $\xi = \frac{U_{on}}{U_0} R_3$ для различных S_0

На фиг. IV.13 представлена зависимость $I_k(R_T)$, а также другие составляющие волны тока при $S_0 = 2 \text{ м}$ и значениях $R_3 = 20 \text{ ом}$ и $U_0 = 1350 \text{ кв}$. График зависимости

$$\xi(R_T) \quad \text{где } \xi = \frac{(I_k + I_l) R_3}{U_0} = \frac{U_{on}}{U_0}$$

при $R_3 = 6 \div 20 \text{ ом}$ и $R_3 = 200 \text{ ом}$ для $S_0 = 2 \text{ м}$ и $S_0 = 1350 \text{ кв}$ представлен на фиг. IV. 14. Как видно, при $R_T = 1,3 \text{ ком}$ и $R_3 = 200 \text{ ом}$ значение ξ достигает 15% U_0 .

При сопротивлении $R_T = 400 \text{ ом}$, которое является близким к минимальному (с учетом волнового сопротивления прямого проводника) значение ξ (являющееся, таким образом, предельным) при $R_3 = 200 \text{ ом}$ по приближенной опытной оценке достигает 20—25% от U_0 . Полученные величины могут оказаться полезными при расчетах грозоупорности линии [7].

Были получены также значения I_k для $R_T = 5,7 \text{ ком}$, $R_3 = 10$ и 370 ом и $S_0 = 1 \div 4 \text{ м}$ при минимальном импульсном напряжении и перенапряжениях на разрядном промежутке.

Опыты производились для обеих полярностей импульса. На основании результатов этих экспериментов были получены вольтамперные характеристики $I_k(U)$ главной стадии длиной искры.

Эти зависимости в первом приближении могут быть выражены соотношениями вида

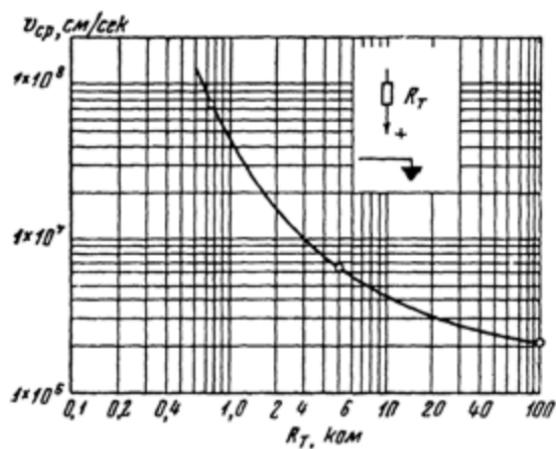
$$I_k = a + bU_0, \quad (2)$$

где U_0 — амплитуда начального напряжения ГИН.

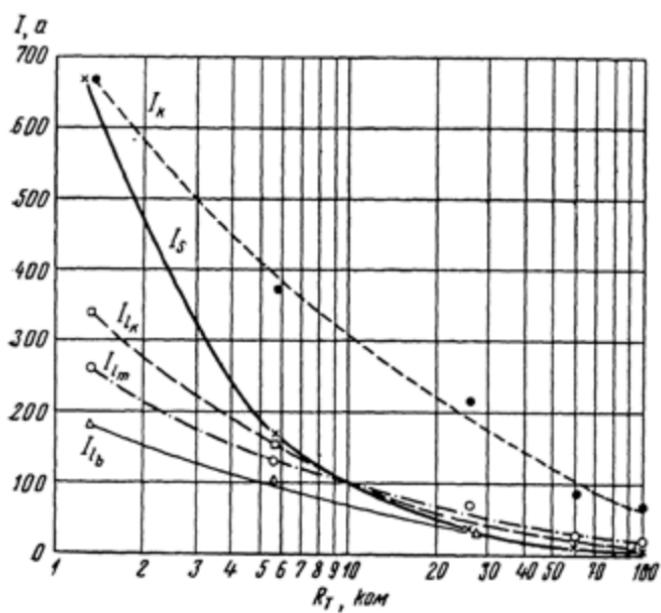
Для $R_T = 5,7$ к μ м, $R_s = 10$ о μ и $S_0 = 1 \div 4$ м вольтамперную характеристику (фиг. IV. 15) можно выразить соотношением

$$I_k = 155 + \frac{U_0}{4160}, \quad (3)$$

причем U_0 дано в вольтах.



Фиг. IV. 12. Зависимость $v_{cp}(R_T)$



Фиг. IV. 13. Зависимости различных характеристик волны тока от R_T при $R_s = 20$ о μ , $S_0 = 2$ м

При $R_T = 5,7$ к μ м и $R_s = 370$ о μ вольтамперная зависимость будет выглядеть так:

$$I_k = 21 + \frac{U_0}{4160}. \quad (4)$$

Очевидно, в выражении (2) величина a является функцией R_s .

При $R_3 \approx 400$ ом и $R_T = 5,7$ ком можно полагать $a = 0$, т. е. вольтамперная характеристика в этом случае проходит через начало координат. Уравнение ее принимает вид:

$$I_k = \frac{U_0}{4160}. \quad (5)$$

Важно отметить, что вольтамперная характеристика главной стадии искры не зависит от S_0 и полярности волны напряжения. Таким образом, амплитуда тока при заданных величинах R_3 и R_T и рассматриваемом здесь промежутке с — с/п зависит только от напряжения на его электродах.

Максимальная крутизна K_m фронта волны канального тока. Для экспериментального получения крутизны канального тока в зависи-

мости от времени $k = \frac{di_k}{dt} = f(t)$ принималась схема, подобная описанной выше. Импеданс шунта в этом случае определялся лишь его индуктивностью. В дальнейшем этот шунт будем называть «индуктивным» шунтом в отличие от описанного выше «активного».

Одна из осциллограмм, снятая при такой схеме опыта, представлена на фиг. IV. 16. Из этих осциллограмм максимальная величина K_m определяется амплитудой напряжения.

Основные эксперименты производились [3] с применением тормозного сопротивления $R_T = 5,7$ ком со стороны верхнего электрода.

Кроме того, были произведены контрольные опыты с применением $R_T = 1,6$ ком, при котором средняя скорость продвижения лидера канала v_{cb} длиной искры близка к скорости прорастания лидера грозового разряда ($2 \cdot 10^7$ см/сек).

Подробно изучалась зависимость $K_m(R_3)$ при $S_0 = 1; 2; 2,95$ и $3,95$ м и минимальном импульсном напряжении для данного промежутка.

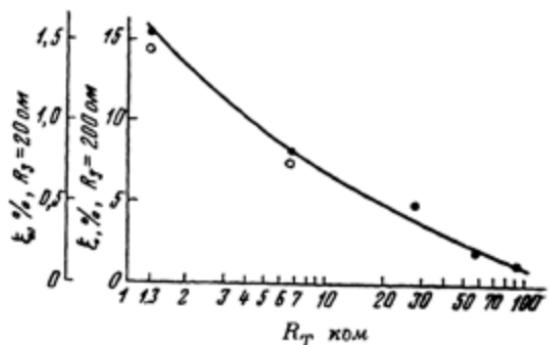
K_m для соответствующих

Фиг. IV. 15. Вольтамперная характеристика $I_k(U_0)$, снятая при $R_T = 5,7$ ком для различных S_0 и полярности импульса

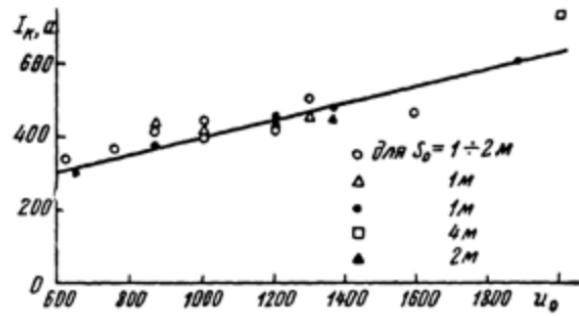
Среднеарифметические значения величины R_3 представлены в виде графиков на фиг. IV. 17, из которых видно, что с увеличением R_3 от нуля до 500 ом K_m монотонно убывает приблизительно в 2—2,5 раза.

Следует отметить, что разброс величин K_m во всем диапазоне $R_3 = 0 \div 500$ ом составляет до 50% от среднеарифметических величин.

Зависимости $K_m(S_0)$ на фиг. IV. 18 при $R_3 = \text{const}$ получены расчетным путем из семейства кривых $K_m(R_3)$ при $S_0 = \text{const}$ для различных S_0 при $R_T = 5,7$ ком.



Фиг. IV. 14. Зависимости $\xi(R_T)$:
— $R_3 = 6 \div 20$ ом; ○ — $R_3 = 200$ ом

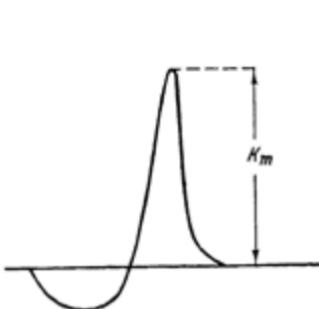


Фиг. IV. 15. Вольтамперная характеристика $I_k(U_0)$, снятая при $R_T = 5,7$ ком для различных S_0 и полярности импульса

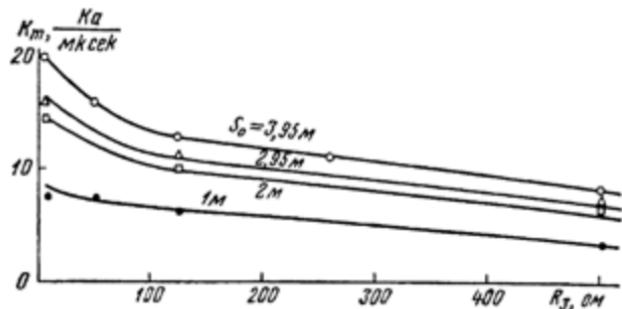
Как видно, K_m возрастает с увеличением S_0 для любых значений R_3 . Вместе с тем для всех R_3 зависимость $K_m(S_0)$ имеет тенденцию к насыщению.

Другими словами, для любого значения R_3 с увеличением S_0 максимальная крутизна K_m стремится к некоторому пределу.

Так, например, из фиг. IV. 18 следует, что при $R_3 = 500 \text{ ом}$ можно полагать $K_m = 7,6 \text{ ка/мкsec} = \text{const}$ для $S_0 \geq 3 \text{ м}$.



Фиг. IV. 16. Осциллограмма крутизны тока главной стадии



Фиг. IV. 17. Зависимость $K_m(R_3)$

Путем сопоставления семейства кривых $I_k(R_3)$ при $S_0 = \text{const}$ для различных S_0 (см. фиг. IV. 10) и семейства кривых $K_m(R_3)$ при $S_0 = \text{const}$ для различных S_0 было получено семейство кривых $K_m(I_k)$ при $S_0 = \text{const}$ для различных S_0 (фиг. IV. 19). Из этой фигуры видно, что для заданной длины разрядного промежутка S_0 максимальная крутизна волны тока пропорциональна величине I_k (в пределах $S_0 = 1 \div 4 \text{ м}$).

Следовательно, зависимость $K_m(I_k)$ при $S_0 = \text{const}$ приближенно может быть представлена выражением $K_m = K_S I_k = I_k \operatorname{tg} \beta$. Из фиг. IV. 19 видно также, что значение удельной крутизны K_S уменьшается с увеличением S_0 .

Так как K_S зависит от S_0 и для каждого значения S_0 максимальный ток $I_k(R_3)$, то $K_m = \Phi(S_0, R_3)$, т. е. максимальная крутизна K_m тока главной стадии длиной искры является функцией двух независимых переменных S_0 и R_3 при $R_T = \text{const}$.

Из графика (фиг. IV. 19) нетрудно видеть, что одному и тому же значению K_m соответствует несколько значений I_k при различных парных сочетаниях величин R_3 и S_0 (при $R_T = \text{const}$).

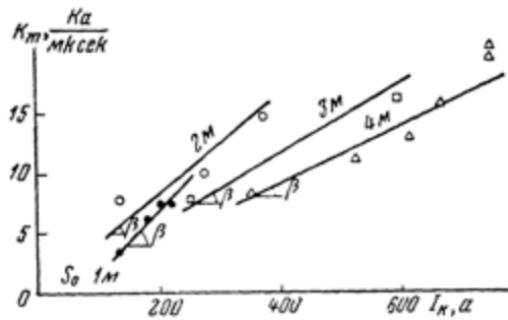
Другими словами, данная крутизна K_m может иметь место при разряде в промежутке длиной S_0 лишь при определенной величине R_3 .

Специальные опыты показали, что конфигурация модели опоры и ее индуктивность в пределах 0,75—0,15 мкГн (при изменении высоты модели от 54 до 16 см и диаметра ее от 1 мм до нескольких сантиметров) не влияют на величину K_m .

Фронт и спад волны канального тока. Волна тока при одних и тех же неизменных условиях опыта ($S_0 = \text{const}$, импульсное напряжение $U_0 = \text{const}$, $R_3 = \text{const}$ и др.) претерпевает значительные флюктуации

как по длине фронта волны $T_f = t_m - t_k$ (фиг. IV. 2), так и по характеру очертания фронта волны.

Тем не менее для каждого конкретных условий разряда можно установить некоторые средние значения T_f , а также характерные очертания фронта волны тока. Типичный характер изменения величины di_k/dt по осциллограммам, полученным при помощи индуктивного шунта, показан на фиг. IV. 16.



Фиг. IV.19. Зависимость $K_m (I_k)$ для разных S_0

Кроме того, фронт волны канального тока можно характеризовать средней крутизной фронта:

$$K = \frac{I_k}{T_f}.$$

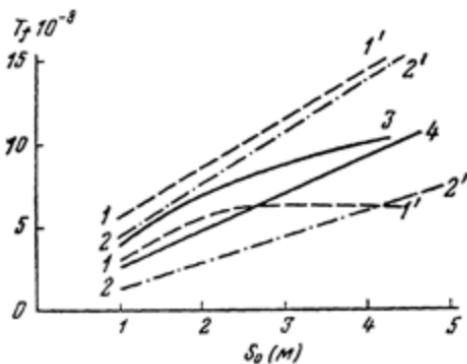
На фиг. IV. 20 построены зависимости $T_f (S_0)$ по данным, полученным в опытах с активным и индуктивным шунтами (всего было снято 230 осциллограмм). Кривые 1—1' дают область разбросов значений T_f при опытах с активным шунтом, а кривые 2—2' — область разбросов значений при опытах с индуктивным шунтом. Кривые 3 и 4 представляют собой усредненные зависимости в опытах с активным и индуктивным шунтом соответственно. Сопоставление результатов показывает, что значения T_f оказываются одного порядка во всем диапазоне измерений.

Из опыта получены усредненные значения $T_f (S_0)$ при $S_0 = 1 \div 4 \text{ м}$, для которых T_f меняется от $4,1$ до $10,2 \cdot 10^{-8} \text{ сек.}$

Подобно K и I_k , T_f претерпевает значительные флуктуации ($\pm 50\%$). При $S_0 = 3 \div 1 \text{ м}$ производная $\frac{dT_f}{dS_0}$ приблизительно одинакова для обеих усредненных кривых.

Продолжительность «хвоста» или спада волны канального тока длинной искры в $1,5 \div 2$ раза больше продолжительности фронта волны тока.

Для измерения полного времени T_b протекания тока главной стадии через измерительный шунт были использованы осциллограммы, полученные в опытах с активным шунтом. На основании замеров были построены зависимости $T_b (S_0)$ при $R_s = \text{const}$ (фиг. IV. 21). На чертеже приведены две опытные кривые: одна для $R_s = 4,42 \text{ ом}$, а другая для ЭБ "Научное наследие России"

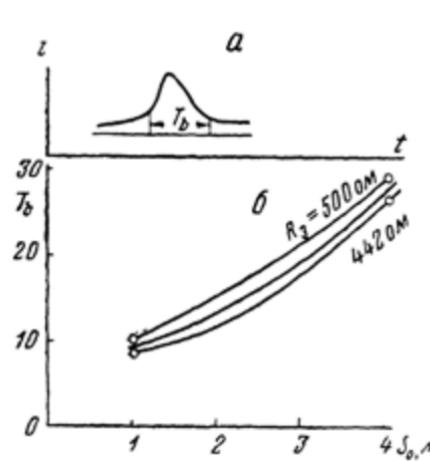


Фиг. IV. 20. Зависимость $T_f (S_0)$

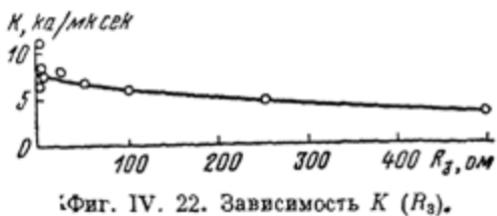
$R_s = 500$ ом. Нетрудно видеть, что влияние R_s на величину T_b весьма невелико. Поэтому эти две кривые можно свести в одну, справедливую при $R_s = 4 \div 500$ ом (средняя линия).

Значительный интерес для характеристики канального тока представляет также зависимость $K(R_s)$ при $S_0 = \text{const}$. Такая зависимость для $S_0 = 2$ м, $R_T = 5,7$ ком приведена на фиг. IV. 22.

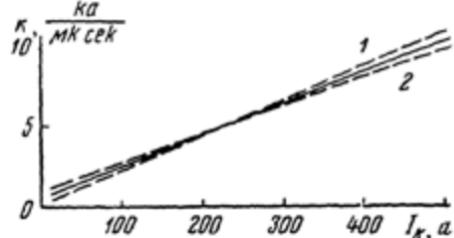
При сопоставлении графиков, представленных на фиг. IV. 17 и IV. 22, видно, что $K \approx 0,5 K_m$ при $S_0 = \text{const}$ для различных значений R_s .



Фиг. IV. 21. Определение (а) и зависимость $T_b (S_0)$ при различных $R_1(б)$



Фиг. IV. 22. Зависимость $K (R_s)$.



Фиг. IV. 23. Зависимость $K(I_k)$

На фиг. IV. 23 дана зависимость $K (I_k)$ для $S_0 = 2$ м, причем зависимость 1 построена путем непосредственного анализа осциллограмм, полученных из опытов с активным шунтом, зависимость 2 построена по графикам $I_k (R_s)$ и $K (R_s)$. Из графиков видно, что $K = bI_k$ для $S_0 = 2$ м, т. е. между средней крутизной волны тока главной стадии и его амплитудой существует линейная зависимость.

Скорости развития главного канала определялись (М. А. Багировым) для $S_0 = 230$ см при $R_T = 5$ ком.

Разряд поражал стержень высотой $h = 50$ см, который заземлялся через сопротивление $R_3 + R_1 = 400$ ом. С сопротивлением $R_1 = 50$ ом напряжение подводилось непосредственно к ячейке ЭОЗ и через шунт на пластины явления электронного осциллографа.

При такой схеме ток главного канала осциллографировался в стержне.

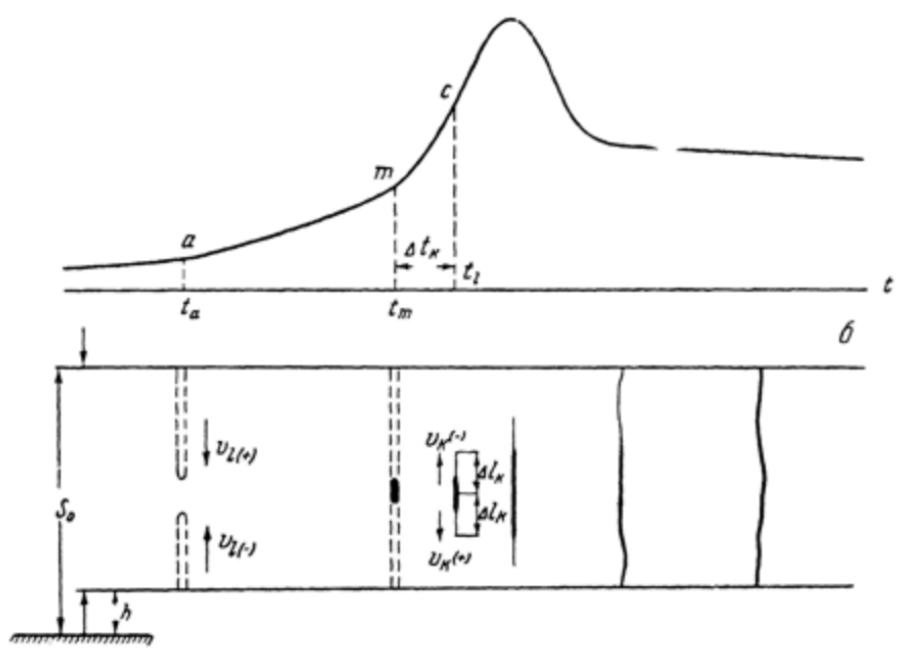
Картина формирования главного канала в принципиальном виде показывается фиг. IV. 24.

Образованию канала главной стадии предшествует возникновение двух лидеров, растущих во взаимно-противоположных направлениях сверху и снизу (момент времени t_a).

При встрече лидеров (момент t_m) разряд их головок, характеризующий большей ионизацией и плотностью зарядов, сопровождается весьма интенсивным свечением. На фоне такого яркого свечения лидеров фотоизображение вуалируется и невозможно различить начальную fazу развития главного канала.

Резкое повышение тока на осциллограмме, соответствующее образованию главного канала, наступает в момент, когда лидеры уже успели сомкнуться.

Было установлено, что точка встречи лидеров (место образования главного канала) существенно зависит от изменения высоты h нижнего стержня. Если изменять S_0 от 100 до 400 см и сохранять h/S_0 постоянным, то высота h , на которой встречаются лидеры, остается практически неизменной. Результаты этих измерений иллюстрируются кривой, приведенной на фиг. IV. 25. Место образования главного канала особенно сущ-



Фиг. IV. 24. Осциллографмата (а) и изображение отдельных стадий искры в промежутке с — с/п (б)

ственno зависит от изменения высоты молниеотвода в области малых h/S_0 . Так, если $h/S_0 = 2,5\%$, образование главного канала происходит на высоте, равной 15% S_0 , а при увеличении высоты молниеотвода в 2,4 раза место возникновения главного канала повышается в 1,8 раза; дальнейшее троекратное увеличение высоты молниеотвода увеличивает высоту образования главного канала лишь в 3,4 раза.

На том же рисунке пунктиром показана зависимость

$$\frac{h_0}{S_0 - h} = f \left(\frac{h}{S_0} \right) \quad (6)$$

для отрицательного разряда.

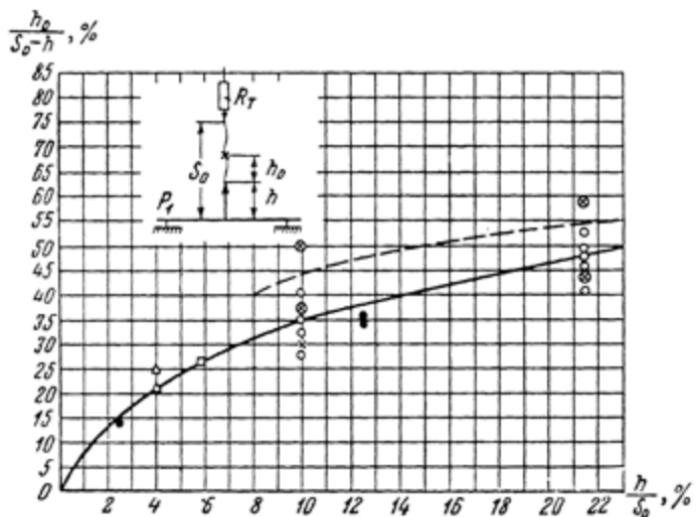
Характерной особенностью в этом случае является то, что место встречи лидеров очень мало зависит от высоты молниеотвода. Образование главного канала обычно происходит почти в середине разрядного промежутка, ближе к верхнему электроду.

При одних и тех же условиях опыта ($h/S_0 = \text{const}$) для отрицательного разряда наблюдается большой разброс в величине $h/(S_0 - h)$, доходящий до 35—45%.

Точка встречи лидеров в рассматриваемом случае, когда отношение h/S_0 составляло 21,6%, находилась на высоте, приблизительно равной 40—50% длины разрядного промежутка, если считать от конца нижнего стержня. Распространение главного канала от места зарождения вначале происходит симметрично вверх и вниз, т. е. как в сторону земли, так и в направлении к высоковольтному электроду (см. фиг. IV. 24).

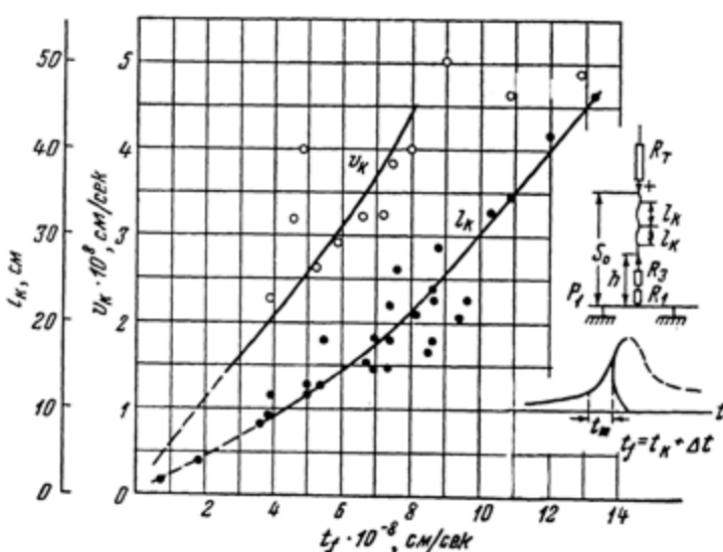
При сделанных допущениях, обоснованных экспериментально, можно считать, что в начале своего развития главный канал распространяется вверх и вниз с одинаковой скоростью (см. фиг. IV. 24), т. е.

$$v_k = v_{k(+)} = v_{k(-)} \quad (7)$$



Фиг. IV. 25. Зависимость места встречи лидеров от высоты стержня (данные по ЭОЗ, $R_T=5$ ком).

\circ — $S_0=230$ см; \bullet — $S_0=400$ см; \blacktriangle — $S_0=240$ см; \blacksquare — $S_0=168$ см \times — $S_0=100$ см (данные по фоторазверткам, $R_T=100-86$ ком); \otimes — при отрицательной полярности канала



Фиг. IV. 26. Скорость распространения главной стадии и положение ее головки в различные моменты времени

Определение скорости главного канала при малых приращениях его длины (т. е. большом числе снимков) можно производить путем деления Δl_k на время Δt_k .

Путем среза напряжения на ячейке затвора в различные моменты времени удалось исследовать развитие канала вплоть до финальной стадии, когда главный канал преобразуется в высокопроводящую плазму.

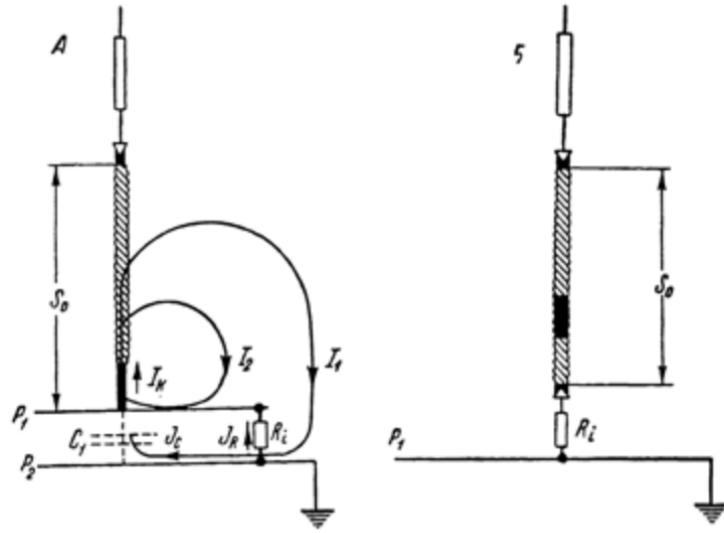
На фиг. IV. 26 приведены результаты измерения скорости распространения главного канала v_k вдоль разрядного промежутка и показан путь, пройденный головкой канала l_k в различные моменты времени.

Характер изменения скорости в этом случае несколько отличен от скорости головки канала в промежутке с — п. Увеличение скорости и ее спад совершаются более медленно, чем при случае с — п. Максимальная величина скорости, равная $5,1 \cdot 10^8$ см/сек, наступает, когда главный канал успел распространиться от места своего зарождения на 25 см.

Более точное определение скорости (по кривой фиг. IV. 26) должно производиться с учетом некоторых поправок, повышающих скорость. Максимум скорости канала при этом получается равным $6,7 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$; он превосходит среднюю скорость приблизительно в 4 раза.

В. МОДЕЛИРОВАНИЕ ТОКА ГЛАВНОЙ СТАДИИ ИСКРЫ

Для решения вопроса об инженерном расчете электрических параметров длиных искр необходимо иметь упрощенную схему их замещения, соответствующую представлению о протекающих физических процессах.



Фиг. IV. 27. Схематическое изображение токовых линий главной стадии искры в промежутке с-п (A) и начало образования канала в промежутке с-с/п (B)

При этом следует иметь в виду два типовых случая, изображенных на фиг. IV, 27, где *A* — разряд в промежутке с — п; *B* — разряд в промежутке с — с/п.

Случай А. В связи с ранее изложенным здесь принимается, что лидер обладает униполярным зарядом и в момент соприкосновения с плоскостью имеет вдоль своего канала примерно равномерное распределение потенциала. Образование волны канального тока можно представить как изменение проводимости канала лидера, распространяющееся от плоскости вверх.

Чтобы осуществить моделирование физического процесса при помощи электрической схемы, следует представить развитие этого процесса проте-

кающим в схеме, состоящей из известных элементов R , L , C , которые могут быть как линейными, так и нелинейными.

Когда схема замещения исследованного явления построена, становится возможным ее моделирование [9].

Изображенная на фиг. IV. 28 схема приближенно замещает процессы в разрядном промежутке типа, приведенного на фиг. IV. 27, A. Канал искры

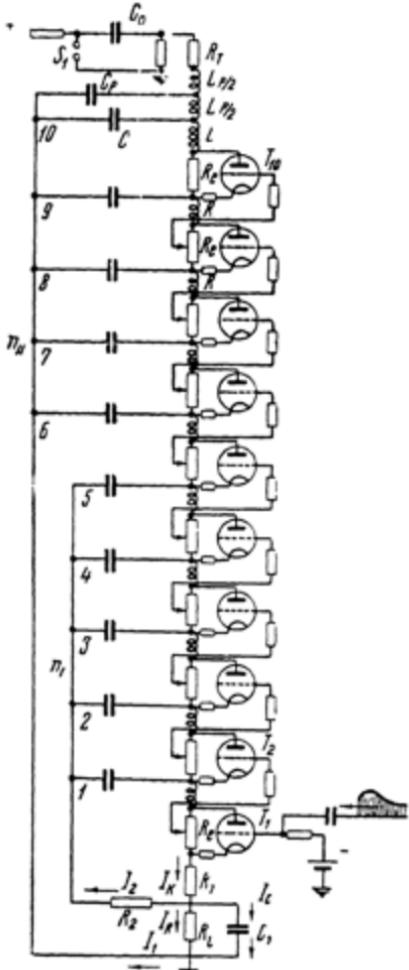
здесь замещен цепочечной схемой из n ячеек, каждая из которых состоит из самоиндукции L , представляющей индуктивность канала искры, емкости канала C относительно заземленной плоскости P_2 , и измерительной плоскости P_1 и сопротивления R_l , замещающего активное сопротивление канала в лидерной стадии * (все параметры отнесены к единице длины канала). Параллельно R_l включены тиатроны, назначением которых является шунтировать R_l в соответствующие моменты времени другими сопротивлениями R_k , характерными для конца канальной или финальной стадии искры. С этой целью последовательно с тиатронами включаются регулируемые сопротивления R , величина которых совместно с внутренним сопротивлением включенного тиатрона должна дать нужную величину R_k .

Емкость C_p и две самоиндукции L_{p1} , включенные перед цепочкой, моделируют емкость и индуктивность верхнего электрода и подводящих к нему проводников.

Генератор импульсных напряжений (ГИН) моделируется емкостью C_0 , заряженной до напряжения U_0 .

Работа схемы протекает следующим образом. При пробое искрового промежутка S_1 напряжение ГИН прикладывается к цепочечной линии через тормозное сопротивление R_t и схему замещения элементов канала искры. На другом конце цепочечная линия соединяется с землей через сопротивление заземления R_i . Начинается заряд конденсаторов C , что означает появление увеличивающегося со временем тока в сопротивлении R_i . Этот ток соответствует лидерной стадии, хотя в данном случае изменение его и не должно моделироваться, так как это явление здесь не рассматривается.

По окончании заряда конденсаторов через цепочку будет протекать установившееся значение тока, равное по величине максимальному току лидера I_{lm} . Падение напряжения от тока I_{lm} в сопротивлении R_l служит анодным напряжением тиатронов. В качестве запирающего тиа-



Фиг. IV. 28. Схема, моделирующая ток в промежутке с-п

заземления R_i . Начинается заряд конденсаторов C , что означает появление увеличивающегося со временем тока в сопротивлении R_i . Этот ток соответствует лидерной стадии, хотя в данном случае изменение его и не должно моделироваться, так как это явление здесь не рассматривается.

По окончании заряда конденсаторов через цепочку будет протекать установившееся значение тока, равное по величине максимальному току лидера I_{lm} . Падение напряжения от тока I_{lm} в сопротивлении R_l служит анодным напряжением тиатронов. В качестве запирающего тиа-

* Возможные емкостные связи между отдельными элементами канала не учтены.

трон напряжения используется падение напряжения на R_l , включенное в предыдущей ячейке. После завершения заряда конденсаторов C подается положительный потенциал на сетку тиатрона T_1 , стоящего в первой ячейке цепочки и запертого отрицательным потенциалом от постоянного источника напряжения. Происходит срабатывание тиатрона, в результате чего сопротивление R_l шунтируется сопротивлением R_k меньшей величины. Конденсатор ячейки начинает разряжаться на L и R_k , и, следовательно, в сопротивлении R_i протекает импульс тока. Этот ток будет моделировать ток канальной стадии длинной искры.

Вследствие изменения величины R_l и уменьшения разности потенциалов в первой ячейке отрицательный потенциал сетки второго тиатрона оказывается недостаточным для предупреждения разряда в нем разностью потенциалов, создаваемой «сквозным» током, протекающим из C на землю. Включение второго тиатрона T_2 означает появление тока главной стадии в ячейке 2, который также проходит через сопротивление R_i , суммируясь в нем с током ячейки 1. Вслед за включением второго тиатрона по тем же причинам происходит срабатывание тиатрона в ячейке 3, затем в ячейке 4 и т. д., пока не включатся тиатроны всех ячеек. Срабатывание последнего тиатрона означает окончание формирования основной части канального тока. К этому моменту сопротивления R_i всех ячеек оказываются замененными меньшими по величине сопротивлениями R_{kn} . Последнее означает, что сквозной ток через цепочку, протекающий под действием неизмененного напряжения ГИН, возрастает от величины

$$I_{lm} = \frac{U_0}{R_T + R_{ln}} \quad (8)$$

до значения I_S^* (фиг. IV. 2), определяемого из формулы

$$I_S = \frac{U_0}{R_T + R_{kn}} \quad (9)$$

(величиной R_i пренебрегаем).

Заметим, что в тех случаях, когда R_k близко по величине к R_l , в формуле (9) следует вместо R_{kn} подставлять

$$\frac{R_l R_{kn}}{R_{kn} + R_l}.$$

Описанный процесс находится в соответствии с изменением сквозного тока при развитии длинной искры (см. фиг. IV. 2). Естественно, что изменение сквозного тока происходит постепенно, по мере срабатывания очередных тиатронов. Следует обратить внимание на то, что последовательное включение имитирует движение головки канала длинной искры.

Описанная последовательность включения тиатронов называется «самоходом». В отличие от системы «самохода», в конструкции модели предусмотрена возможность одновременного включения всех тиатронов. Такая система включения называется «синхронной» или «одновременной».

В зависимости от интервалов времени между включениями отдельных тиатронов (т. е. скорости продвижения головки канала) будет происходить формирование фронта канального тока, протекающего через сопротивление R_i .

Увеличение скорости включения тиатронов приводит к уменьшению длительности фронта волны тока. Ячейки цепочки, моделирующие разряд типа А, подразделены на две группы: первая группа n_1 замещает нижнюю часть канала искры, обладающей емкостью относительно плоскости P_1 , вторая группа ячеек n_{II} замещает верхнюю часть канала, имеющую емкость относительно плоскости P_2 (см. фиг. IV. 1).

Выбор числа ячеек в группах зависит от предполагаемой картины электрического поля лидера относительно плоскостей P_1 и P_2 . Удобным приближенным методом рассмотрения электрического поля лидера является получение картины поля при помощи стеклянного порошка, покрывающего пластину из диэлектрика с наложенными на нее электродами из фольги и проводящей полоской между ними, имитирующей лидер. Наши опыты показали, что поток силовых линий, оканчивающихся на плоскости P_1 , исходит из нижней части канала, составляющей 0,5–0,8 его полной длины S_0 .

Через сопротивление R_i и конденсатор C_1 , моделирующий емкость между плоскостями P_1 и P_2 , будет протекать лишь ток ячеек второй группы, что соответствует составляющей тока I_1 на фиг. IV. 27, A. Наличие конденсатора C_1 существенно уменьшает ток в R_i , что, как уже отмечалось, должно быть учтено при оценке канального тока I_k .

Составляющая тока I_E (см. фиг. IV. 27, A) проходит через сопротивление R_2 , не заходя в R_i . Следует отметить, что полный ток канала I_k , который не может быть непосредственно измерен в экспериментах с искрой, легко измеряется на модели в сопротивлении R_1 .

Амплитуда тока главной стадии и его хвостовая часть зависят от величины C_p , приближенное определение которой может быть сделано как расчетным путем, так и путем измерений. Схемы описанного типа были осуществлены автором в лаборатории ВГР.

Параметры схемы замещения, приведенной на фиг. IV. 28, были определены на основании теории подобия электрических цепей [10]. При этом активные сопротивления, индуктивность и емкость моделировались на основании следующих соотношений:

$$R_1 = \frac{v}{a} R, \quad L_1 = \frac{vS}{a} L, \quad C_1 = \frac{aS}{v} C,$$

где a , v , S — масштабы моделирования тока, напряжения и времени.

Критерии подобия в рассматриваемом случае будут следующие:

$$\frac{1}{v} = \frac{1}{a} S_0, \quad S = \frac{7 \cdot 10^5}{S_0} \text{ при } S_0 \geq 100 \text{ см.}$$

За основу принимались величины, характеризующие канал лидера: $L_0 = 1,3 \cdot 10^{-6}$ гн/м, $C_0 = 10$ нФ/м и «канал» измерительной схеме: $R_T = 5$ ком, $C_p = 25$ нФ, $L_p = 2 \cdot 4500 \cdot 10^{-6}$ гн, $C_1 = 600$ нФ, $U_0 = 1100$ кВ, $S_0 = 200$ см. Отношение $n_1 : n_{11} = 5 : 5$.

Следует отметить, что величина L_0 находится из условия, что канал лидера имеет цилиндрическую форму радиусом $r = 3$ мм; определение же C_0 требует весьма сложного анализа характера распределения зарядов импульсной короны, предшествующей лидеру, а также сопутствующей его развитию.

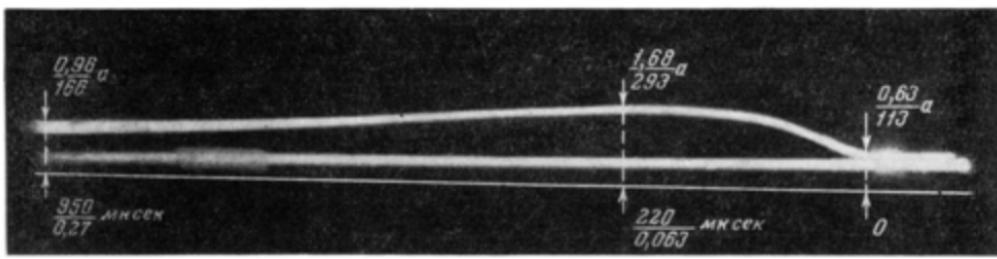
Как было показано (гл. II), импульсная корона в многометровых разрядах имеет радиус, измеряемый десятками сантиметров.

Так как канальная стадия — весьма кратковременный процесс, в течение которого даже электроны не успевают продвинуться на расстояние, большее нескольких см., то для определения «динамической» емкости остается неизвестным радиус «канала» лидера. Однако, так как остальные параметры схемы могут быть определены, хотя и приближенно, емкость C_0 может быть получена на основании экспериментирования на модели.

При слабо заторможенных разрядах ($R_T = 2 \div 5$ ком) емкость C_0 с достаточным приближением определяется радиусом канала лидера.

Величина R_i принималась равной R_T , а величина R_k определялась из соотношения (9), в котором значения I_S брались из осциллографов. Величина R_k может в широких пределах подбираться изменением накала

тиратронов. Измерения параметров волны тока (при положительном стержне и $R_T \approx 5$ к μ ом показали, что в качестве исходных параметров волны канального тока, протекающего в шунте, могут быть приняты следующие: $I_{R_{\max}} \approx 265$ а, $T_{0f} \approx 0,07$ мксек, $T_0 \approx 0,25$ мксек (T_0 измеряется от начала фронта до полного спада), $I_S \approx 135$ а. Масштабы моделирования: для напряжений и токов $U = a = 5 \cdot 10^{-3}$ (для сопротивления при этом получается масштаб, равный единице), а для времени, индуктивности и емкости масштаб $\tau = 3500$.



Фиг. IV. 29. Ток главной стадии, полученный на модели

Регистрация процессов, происходящих в схеме замещения, производилась электронным осциллографом.

На фиг. IV.29 показана волна тока, полученная при указанных выше параметрах модели. Сопротивление одной ячейки $R_i = 0,5$ к μ ом, а $R_k = 70 \div 75$ ом. Срабатывание тиатронов происходило последовательно снизу вверх, но средняя скорость включения была большей, чем средняя скорость продвижения головки канала в длинной искре. Более точное согласование названных скоростей требует специального устройства.

При указанных параметрах модели были получены следующие параметры волны канального тока: $I_{R_i} = 1,68$ а, $T_f \approx 220$ мксек, $T_0 = 950$ мксек.

Измеряемый в шунте ток I_{R_i} в случае разряда на плоскость при выбранных параметрах измерительной схемы составляет 0,6 от тока в канале I_k , отсюда $I_k = 1,67 I_{R_i}$.

В пересчете на искру длиной $S_0 = 200$ см при $R_T = 5,0$ к μ ом получаем $I_{0R_i} \approx 293$ а, $T_{0f} \approx 0,063$ мксек, $T_0 \approx 0,27$ мксек.

Амплитудный ток, протекающий в канале искры, оказался равным $I_{0k} \approx 490$ а; этот ток в промежутке с—п не может быть непосредственно измерен. Можно полагать, что принятая схема замещения главной стадии искры, несмотря на ряд допущений (C и L одинаковы по длине цепочки, переход R_i на R_k происходит не адекватно искровому процессу и др.), в первом приближении отображает физический процесс. В связи с этим при помощи модели можно воспроизвести некоторые особенности явления главной стадии, обнаруженные экспериментально. Так, например, модель отображает зависимость I_{km} от R_i и от R_T .

Весьма существенным является то, что при помощи модели имеется возможность измерять распределение тока главной стадии I_{R_i} , I_2 , I_C в различных элементах схемы и производить замеры тока вдоль канала, что весьма сложно сделать в реальных условиях.

Модель позволяет произвести детальный анализ влияния отдельных паразитных емкостей и индуктивностей схемы на форму тока главной стадии.

Интерес представляет анализ случая с предельно большой скоростью включения тиаратронов — при одновременной подаче на их управляющие сетки зажигающих импульсов.

Отметим, что при одновременном включении всех тиаратронов фронт волны тока обусловлен сдвигом импульсов тока в сопротивлении R_i , происходящим из-за эффекта «задержки», свойственной цепочечным схемам и определяемой величиной, равной \sqrt{LC} на ячейку. Опыты, выполненные на модели, показали, что при одновременном включении всех тиаратронов амплитуда тока получается большей, чем при включении их «самоходом», а длительность фронта — меньшей. В случае синхронного включения тиаратронов определение зависимости тока от времени в стадии главного канала оказалось возможным выполнить аналитически (см. ниже).

Далее, анализ модели показывает, что при данных параметрах схемы она сохраняет с точностью до масштабов подобие тока искры любой длины S_0 , при которой увеличение разрядного напряжения пропорционально S_0 , а распределение потенциалов вдоль канала линейно. Естественно, что длина замещаемого участка канала искры должна быть меньше длины фронта волны тока в нем.

В последнее время схема замещения молнии, базирующаяся на использовании элементов R, L, C , применялась Хагенгутом и Андерсоном [8] для анализа поражения молнией линий электропередач.

Случай В. Удовлетворительное моделирование тока главной стадии в этом случае разряда получалось при замещении нижнего лидера ячейками того же типа, какой применяется при моделировании верхнего лидера, однако без емкостей на землю. Такая схема замещения означает, что нижний лидер представляет собой преобладанием отрицательных ионов. Этот вопрос требует дальнейшего уточнения.

На фиг. IV. 30 изображена схема замещения главной стадии искры в промежутке с — с/п. Верхняя группа ячеек моделирует канал лидера, растущий из верхнего электрода. Эти ячейки выполнены аналогично ячейкам на фиг. IV. 28. Нижняя группа ячеек моделирует встречный лидер, растущий из стержня, установленного на плоскости.

После окончания заряда конденсаторов верхней группы ячеек на тиаратрон T_{s1} и тиаратрон T_{H1} нижней группы ячеек одновременно подаются возбуждающие импульсы. Вследствие этого начинается формирование главной стадии, которая распространяется вдоль верхней группы ячеек. Второй тиаратрон T_{H2} в нижней группе срабатывает через определенное время τ после первого, причем это время может регулироваться.

Включение второго тиаратрона означает увеличение проводимости вдоль всего нижнего лидера, что способствует формированию тока главной стадии и прохождению его через шунт R_i .

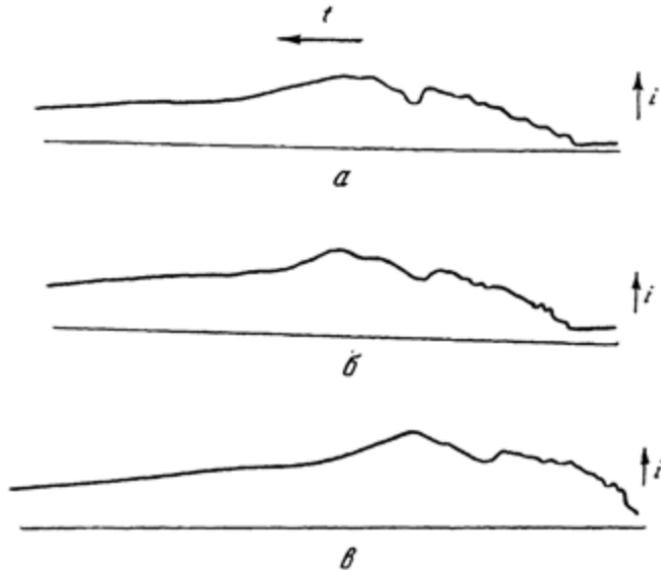
На фиг. IV. 31 приведены осциллограммы, показывающие волны канального тока в схеме фиг. IV. 28 при $C_1 = 0$ (осциллограмма на фиг. IV. 31, а) и в схеме фиг. IV. 30 (осциллограмма на фиг. IV. 31, б). Последняя

получена при условии $\tau = 0$ при одновременном включении тиратронов T_{H_1} и T_{H_2} .

Сопоставление регистраций показывает, что передача канального тока в измерительный шунт R_i происходит практически с малым искажением формы волны. Осциллограмма фиг. IV. 31, *a* получена при интервале срабатывания тиратронов T_{H_1} и T_{H_2} порядка 10–15 мксек.

Как видно, форма волны здесь несколько иная, чем у волны на фиг. IV. 31, *b*, что, однако, находится в соответствии с экспериментами с длинной искрой.

Схема, изображенная на фиг. IV. 28, дает возможность расчетно определить форму кривой канального тока.



Фиг. IV. 31. Осциллограммы тока главной стадии в различных условиях работы схемы

Математический анализ случая одновременного включения гораздо проще, чем случай «самохода». Учитывая указанную выше возможность оценки отклонения результатов «самохода» от результатов одновременного включения, целесообразно произвести последовательный анализ последнего.

К схеме замещения можно применить систему телеграфных уравнений

$$\left. \begin{aligned} -\frac{\partial u}{\partial x} &= Ri + L \frac{\partial i}{\partial t}, \\ -\frac{\partial i}{\partial x} &= C \frac{\partial u}{\partial t}, \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

где R , L , C — соответственно сопротивление, самоиндукция и емкость на единицу длины (проводимость в схеме принимается равной нулю).

Справедливость применения уравнений (10) в нашем случае подсказывается физическими соображениями; однако можно и строго показать границы справедливости данного уравнения. После разделения $i(x, t)$ на постоянную и переходную составляющие справедливы следующие формулы:

$$\left. \begin{aligned} i(x, t) &= i_0 + i_1(x, t) \\ i_0 &= \text{const.} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Краевые и граничные условия примут вид:

$$\left. \begin{array}{l} i_1(x, 0) = 0; \quad u(0, t) = 0 \\ i_1(S_0, t) = 0; \quad \frac{\partial u(x, 0)}{\partial x} = B = \text{const}, \end{array} \right\} \quad (12)$$

где S_0 — длина линии (длина разрядного промежутка).

Решение системы уравнений (10) с условиями (12) имеет вид:

$$u(x, t) = \frac{8}{\pi^2} BS_0 e^{-\delta t} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{(2k+1)^2} \cdot \frac{1}{\sin \varphi_k} \cdot \sin(\alpha_k x) \sin(\omega_k t + \varphi_k), \quad (13)$$

$$i_1(x, t) = \frac{4}{\pi} \frac{B}{L} e^{-\delta t} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^{k+1}}{2k+1} \cdot \frac{1}{\omega_k} \cdot \cos(\alpha_k x) \sin(\omega_k t), \quad (14)$$

где

$$\begin{aligned} \omega_k^2 &= \omega_{0k}^2 - \delta^2, \quad \omega_{0k} = \frac{\alpha_k}{VLC}, \quad \alpha_k = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{2k+1}{S_0}, \\ \delta &= \frac{R}{2L}, \quad \varphi_k = \arctg \left(\frac{\omega_k}{\delta} \right). \end{aligned} \quad (15)$$

Время T_f фронта волны тока определяется из уравнения

$$\frac{\partial i_1(x, t)}{\partial t} = 0. \quad (16)$$

Проведенный автором совместно с Д. Ф. Курдгелаидзе подробный анализ применимости уравнений (13)–(16) к случаю приведенной схемы замещения дал возможность найти приближенные формулы для определения $i(x, t)$, $u(x, t)$ и T_f .

Численные значения полученных для амплитуды тока главной стадии I_k , I_0 (см. фиг. IV. 2) и длительности T_f оказались в удовлетворительном соответствии с результатами модельных опытов.

Подобное сопоставление расчетного метода с экспериментальным на модели проводилось в Лаборатории ВГР М. А. Тюлиной и Н. А. Щербаковой [12].

На основании изложенного можно сделать следующие выводы.

1. Схема замещения главной стадии длинной искры дает зависимость тока от времени, находящуюся в близком соответствии с зависимостью $i_k(t)$, полученной экспериментально для искрового разряда длиной 100–400 см.

2. Цепочечная схема с последовательно изменяемыми R_i воспроизводит известные зависимости между током разряда и параметрами действительной схемы, в которой развивается длинная искра.

3. При помощи описанных моделей можно измерять распределение тока главной стадии в различных элементах измерительной схемы и производить замеры тока вдоль канала.

4. Использование схемы замещения главной стадии длинной искры в промежутке с — с/п показывает, что существенного изменения формы волны тока по сравнению со случаем искры в промежутке с — п не наблюдается.

5. Схема замещения дает возможность расчетно определять форму кривой канального тока для конкретных условий длинной искры.

ЛИТЕРАТУРА

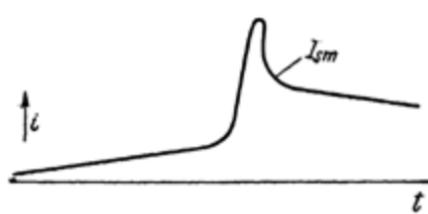
1. Стекольников И. С. и Беляков А. П. Экспериментальное исследование искрового разряда. «Ж. техн. физ.», 8, № 4, 1938.
 2. См. гл. I [1].
 3. См. гл. I [17].
 4. Стекольников И. С. Измерение скорости продвижения главного канала высоковольтного разряда. «Докл. АН СССР», 85, № 5, 1952.
 5. См. «Введение» [30].
 6. См. гл. III [22].
 7. Стекольников И. С. и Галактионов В. И. Потенциалы на тросе длинного пролета при поражении его молнией и выбор минимального расстояния между тросом и проводом. «Изв. АН СССР, ОТН», № 9, 1954.
 8. Hagenguth J. H., Anderson J. C. Factors affecting the lightning performance of transmission lines. AIEE Trans., 76, pt. 3, 1958.
 9. Стекольников И. С. Моделирование тока канальной стадии длинной искры. «Изв. АН СССР, ОТН», № 10, 1955.
 10. Костенко М. В., Нашатырь В. М. и Щербачов О. В. Принципы электрического моделирования для исследования переходных процессов и их приложения к вопросам грозозащиты. «Ж. техн. физ.», 17, № 8, 1947.
 11. Стекольников И. С. и Багиров М. А. Исследование природы длинной искры. II. «Изв. АН СССР, ОТН», № 2, 1953.
 12. Тюлина М. А. Расчет тока главного канала длинной искры с помощью эквивалентной схемы. Труды IV конференции молодых ученых ЭНИН, 1957.
-

ГЛАВА V

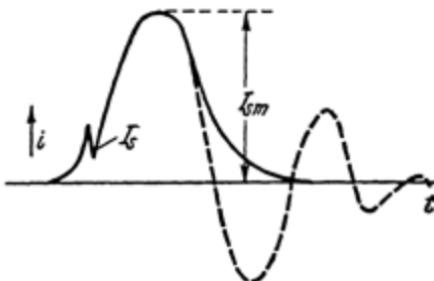
ФИНАЛЬНАЯ СТАДИЯ ДЛИННОЙ ИСКРЫ

При достаточной энергии, запасенной в конденсаторах, питающих разряд, главная стадия искры плавно переходит в дугу. В связи с ее специфическими характеристиками переходную стадию можно назвать «финальной» стадией искры.

Основным ее отличием от обычной электрической дуги является нестационарность, проявляющаяся в быстрых изменениях тока i_S , его плотности j_S , продольных градиентов E_S и температуры T канала. Ролью финальной стадии является перевод высоких параметров плазмы (j_S , E_S , T и др.) в менее интенсивные, свойственные длительно горящей дуге.



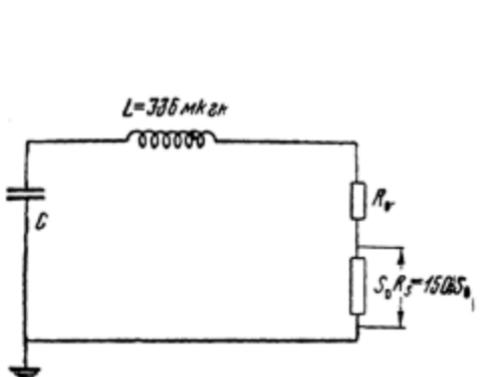
Фиг. V. 1. Типовая осциллограмма, показывающая переход главной стадии в финальную



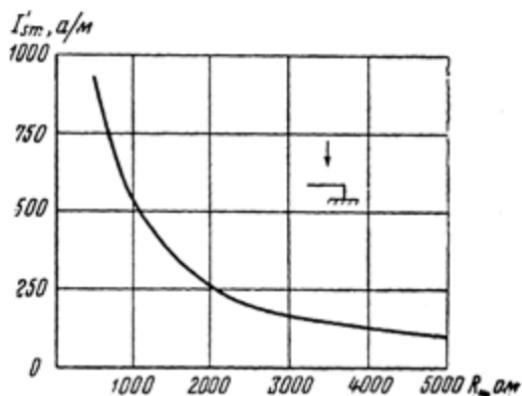
Фиг. V. 2. Типовая осциллограмма, показывающая ток в колебательном режиме

На фиг. V. 1 стрелка показывает переходные области тока между концом главной и началом финальной стадии. Как видно, граница эта не всегда выражена резко. Характер изменения разрядного тока типичен для R_0 , лежащего в области 1—5 ком. На фиг. V. 2 представлено изменение $i(t)$ и при значениях $R_0 < 1000 \text{ ом}$, когда максимальные значения лидерного и канального токов значительно меньше амплитуды I_{Sm} финальной стадии. Последнее может иметь место не только при величинах R_0 , обусловливающих апериодичность разряда (сплошная кривая на фиг. V. 2), но и при колебательных токах (пунктирная линия). Характер процесса финальной стадии определяется общим импедансом разрядной цепи, состоящим из нелинейного сопротивления плазмы Z_S и сопротивления внешней цепи Z_0 . Естественно, что роль Z_S обусловлена величиной отношения $\frac{Z_0}{(Z_0 + Z_S)}$. При исследовании длинных искр, получаемых от высоковольтного ГИН, роль Z_S в формировании волны тока сравнительно мала; короткие искры, получаемые от ГИТ (генераторов импульсного тока), напротив, оказывают сильное влияние на разрядный ток до перехода в дуговую стадию.

Финальная и дуговая стадии разряда представляют существенный интерес для техники. Так, для эксплуатации линий электропередачи важно знать скорость восстановления электрической прочности воздушных промежутков после прохождения через них больших разрядных токов молний. Финальная стадия искр, получаемых от мощных ГИТ, широко используется для физического экспериментирования и, в частности, в области термоядерных реакций [1, 2].



Фиг. V. 3. Схема замещения ГИН и разрядного промежутка для подсчета максимального тока финальной стадии I'_{Sm}



Фиг. V. 4. Зависимость максимального тока финальной стадии I'_{Sm} от сопротивления разрядной цепи $R = R_0 + R_S$

Здесь будут рассмотрены лишь некоторые вопросы, связанные с финальной стадией длинной искры.

1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАЧАЛЬНОГО ТОКА ФИНАЛЬНОЙ СТАДИИ

Амплитудная величина тока I_{Sm} поддается приближенному расчету. Принимая сопротивление канала, образовавшегося после прохождения тока лидерной и главной стадий, равным активному R_S , можно определить максимальный ток финальной стадии разряда I_{Sm} из анализа тока, текущего при разряде конденсатора C в схеме, представленной на фиг. V. 3, где C — рабочая емкость ГИН, L — индуктивность всей разрядной цепи, R_0 — полное активное сопротивление разрядной цепи.

Если суммарная величина активного сопротивления

$$R = R_0 + R_S \gg 2\sqrt{\frac{L}{C}},$$

изменение тока i_S описывается уравнением

$$i_S = \frac{U_0}{L(\gamma_2 - \gamma_1)} (e^{\gamma_2 t} - e^{\gamma_1 t}), \quad (1)$$

где

$$\gamma_{1,2} = -\frac{R}{2L} \pm \sqrt{\frac{R^2}{4L^2} - \frac{1}{LC}},$$

U_0 — напряжение на ГИН, при котором происходит пробой промежутка S_0 . Максимальная величина тока I_{Sm} определяется из уравнения

$$I_{Sm} = \frac{U_0}{R} \sqrt{1 - \frac{4L}{R^2 C}} (e^{\gamma_2 t_0} - e^{\gamma_1 t_0}), \quad (2)$$

где t_0 — время появления I_{Sm} , определяемое по формуле

$$t_0 = \frac{1}{\gamma_1 - \gamma_2} \cdot \ln \frac{\gamma_1}{\gamma_2}.$$

На основании экспериментов автора было установлено, что сопротивление R_S канала искры в начале финальной стадии в диапазоне $R_0 = 500 \div 5000 \text{ ом}$ и при длинах промежутка $S_0 = 1 \div 5 \text{ м}$ может быть представлено приближенной формулой

$$R_S = 150S_0 [\text{ом}], \quad (3)$$

где S_0 выражено в метрах.

На основании изложенного были рассчитаны значения I'_{Sm} для $R = 550, 1350$ и 5000 ом при $S_0 = 100 \text{ см}$, $k = 1,0$ и на фиг. V.4 построена кривая $I'_{Sm}(R)$ в а/м . Кривая позволяет определять величину I_{Sm} в амперах при $R = 500 \div 5000 \text{ ом}$ при любых S_0 и k по формуле $I_{Sm} = I'_{Sm} k S_0$. Это возможно потому, что для промежутка с — п минимальное импульсное напряжение прямо пропорционально S_0 и равно $U_{min} = 540 S_0 \text{ кв}$, где S_0 выражено в метрах (см. фиг. III. 22).

Следует отметить, что $U_{min} = U_0$ лишь приближенно, потому что в зависимости от условий опыта к моменту финальной стадии часть напряжения U_0 расходуется в сопротивлении цепи.

Получаемые таким подсчетом I_{Sm} отличаются не более, чем на $\pm 25\%$ от экспериментальных значений (при $R_0 = 1450 \text{ ом}$, $c = 1,8 \cdot 10^{-8} \Phi$, $L = 336 \cdot 10^{-6} \text{ Гн}$), приведенных на фиг. V.5; последняя подтверждает линейную зависимость $I_{Sm}(S_0)$ в области длин промежутка $S_0 = 1 \div 5 \text{ м}$.

При изменении полярности стержня формула (2) для подсчета максимального тока дуги, очевидно, сохраняется. В связи с этим остается в силе кривая фиг. V.4. для определения I'_{Sm} при различных R_0 . Однако при использовании этой кривой необходимо иметь в виду, что зависимость $U_{min}(S_0)$ нелинейна и что величины U_{min} для промежутков + с — п и — с + п при $S_0 = \text{const}$ различны. Для промежутка — с + п получаются $U_{min} = 10,5 S_0 - 10^{-2} S_0^2$, но, поскольку эта зависимость при небольшом изменении длины промежутка близка к прямой, можно приближенно считать I_S и максимальный ток лидерной стадии пропорциональными S_0 .

Для промежутка с — с/п соображения относительно подсчета I_S остаются такими же. Необходимо только при пользовании кривой на фиг. V.3 учесть соответствующим коэффициентом разницу в величине U_{min} в промежутках с — п и с — с/п.

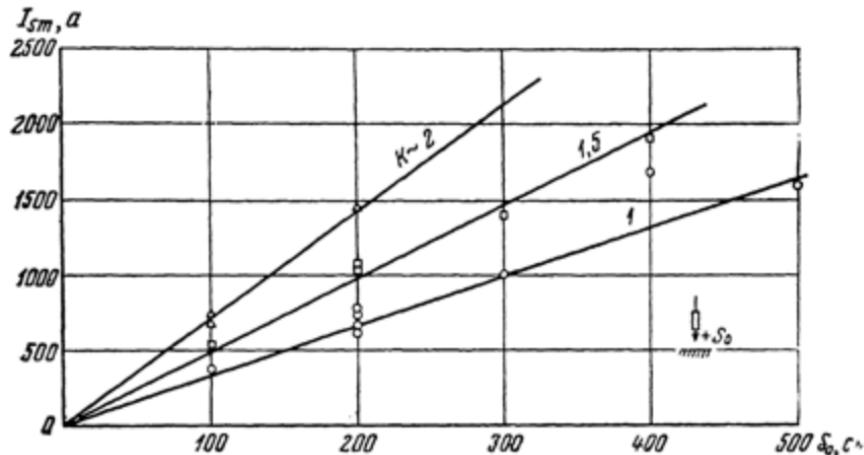
2. СРЕДНИЕ ПРОДОЛЬНЫЕ ГРАДИЕНТЫ В КАНАЛЕ ФИНАЛЬНОЙ СТАДИИ

Величина продольного градиента вследствие ее существенного значения для ряда вопросов теории финальной стадии и технического ее использования определялась многими исследователями.

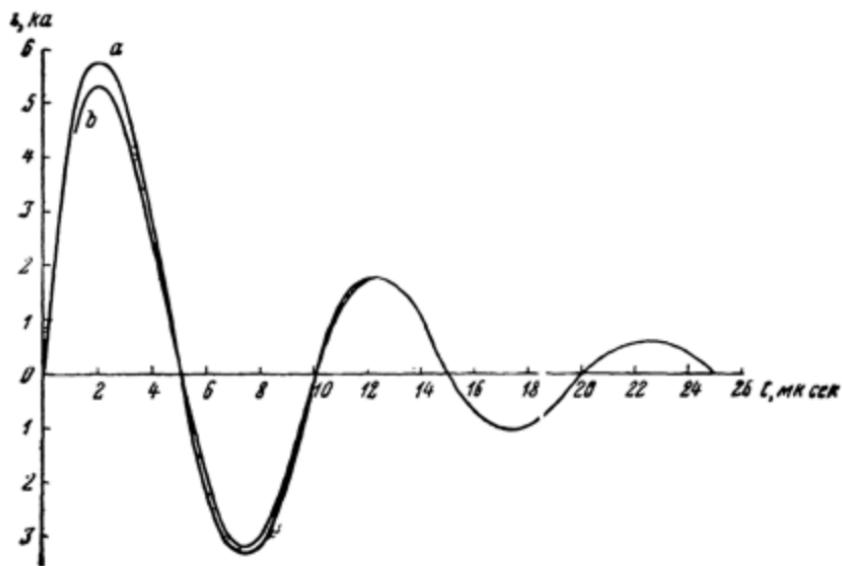
Экспериментальное определение E_S в промежутке с — с/п длиной $S_0 = 100 \text{ см}$ делалось по осцилограммам разрядного тока и напряжения на промежутке методом, применявшимся для измерения E_l (гл. III). В цепи ГИН (емкостью 18 200 $n\Phi$) R_0 в опытах менялось от 16 до 600 ом .

Определенные из опытов величины E_S сопоставлялись с результатами расчета E_S по следующему методу. Разрядный контур ГИН — внешняя цепь (с промежутком S_0) заменялся схемой, в которую входили последовательно соединенные постоянные R_0 , L , C и R_x , где R_x — сопротивление

канала длиной S_0 . Для определенных величин R_0 , L , C и начального напряжения на ГИН— U_0 рассчитывалась серия зависимостей $i(t)$ при различных R_x и находилось то значение R_x , при котором расчетная кривая $i(t)$ была наиболее близка к осциллограмме тока. На фиг. V.6 приведена расчетная кривая, наложенная на осциллограмму, снятую при



Фиг. V. 5. Зависимость максимального тока финальной стадии I_{Sm} от длины промежутка S_0 и коэффициента перенапряжения k



Фиг. V. 6. Сравнение расчетной кривой тока $i(t)$ (а) и осциллограммы тока (б)

условиях $S_0 = 100 \text{ см}$, $R_0 = 16 \text{ ом}$, $L = 108 \cdot 10^{-6} \text{ гн}$, $C = 1,8 \cdot 10^{-8} \text{ ф}$. Расчетная кривая (а) оказалась наиболее близкой к осциллограмме при $R_x = 26 \text{ ом}$, а это означает, что $R_x = 10 \text{ ом}$.

Величина градиента $E_S = R_S I_{Sm} / S_0$ при этом оказалась равной 850 в/см , что удовлетворительно согласуется с экспериментами.

Величина E_S определялась также для I_{Sm} по формуле

$$E_S S_0 = U_0 - I_{Sm} R_0 - \frac{1}{C} \int_0^{t_m} i dt. \quad (4)$$

Полученные данные сведены в табл. V.1.

Таблица V.1

Определение средней величины продольного градиента в финальной стадии

S_0 , см	I_{St} , ка	E_S , в/см		R_0 , ом
		расчетная	экспериментальная	
100	4,86	1,0	—	16
	7,4	2,05	—	
	8,65	0,8	0,68	
	5,55	1,65	0,83	78
	3,15	0,92	0,48	
	5,18	1,35	0,68	98
	1,75	0,44	—	284
	1,45	0,36	—	364
	1,1	0,5	—	
	2,1	0,58	—	526
200	0,9	0,6	—	
	1,99	0,6	—	606
	8,5	0,58	—	78
	3,5	0,81	—	
350	2,0	0,77	—	526
	3,1	0,72	—	
	1,85	0,67	—	606
	3,45	0,62	—	526
400	2,99	0,54	—	606
	3,87	0,49	—	526

Примечание. В экспериментах k варьировалось в пределах 1 \div 2.

Средняя величина продольного градиента из экспериментов приблизительно равна 700 в/см. Измерения градиентов в финальной стадии были проделаны также в некоторых других условиях опытов.

Флауэрс [3] осциллографировал разрядные токи от генератора импульсных токов с амплитудой в апериодическом режиме до 100 ка и в колебательном режиме до 250 ка; осциллографировались также напряжения на разрядном промежутке. На основании приводимых осциллограмм с учетом поправок, о которых сообщает автор, можно заключить, что градиент в канале искры длиной 8,8 см в области, близкой к амплитуде тока 250 ка (длительность периода около 20 мксек), колеблется в пределах $\pm 250 \div -300$ в/см, проходя через нулевое значение. При апериодическом разряде с амплитудой 40 ка и длительностью фронта 4 мксек градиент в области амплитуды тока приблизительно равен 150 в/см.

Возможно, что на величины E_s влияют пары металла, испаряемого в результате протекания через электроды больших токов.

Измерения Мак Кана и Кларка [4] дали величину градиента 200—300 в/см при измерении на канале разряда, прошедшего по пути, предварительно ионизированному другой искрой.

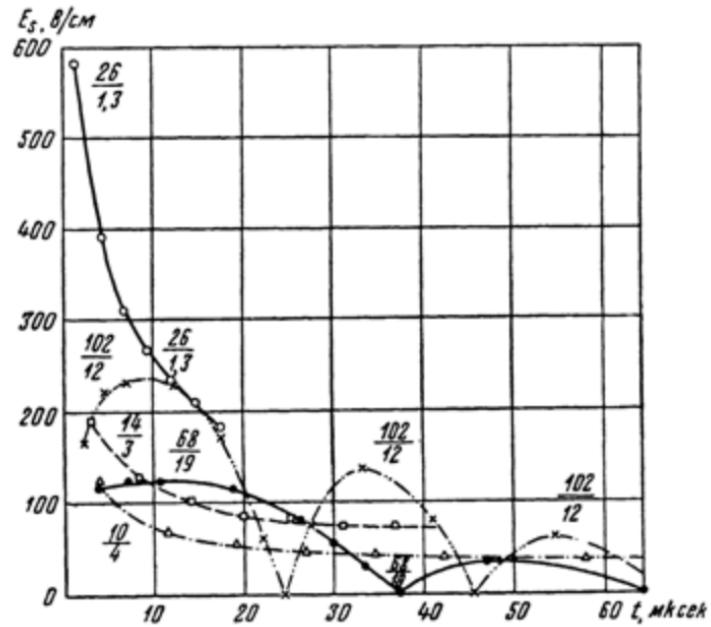
Нориндер и Карстен [5] измеряли градиенты в канале искры длиной 51 см, через который проходил колебательный ток с амплитудой 68 кА и длительностью $1/4$ периода, равной 19 мксек (обозначение 68/19). Полученные для различных мгновенных величин тока по вольтамперным осциллографмам значения E_s приведены в табл. V. 2.

Таблица V. 2

i, ka	17	34	51	68	51	34	17	0	23
$E_s, \text{ в/см}$	114,5	123,5	120,3	111	78,6	52,8	28,8	—	33,8

Нулевые градиенты наступали в области нуля тока.

На фиг. V.7 приведены данные изменения градиентов по времени в каналах искр с различными амплитудами тока, частотой f и декрементами затухания, на основании которых можно отметить тенденцию к увеличению E при возрастании f .



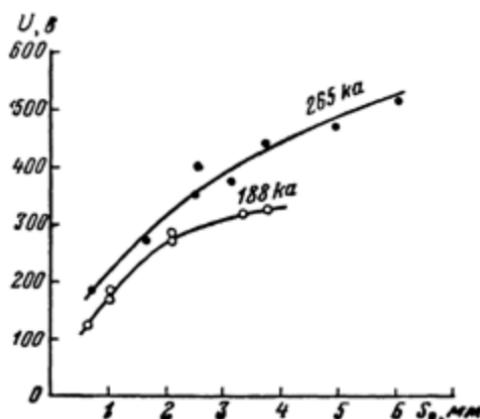
Фиг. V. 7. Зависимость $E_s(t)$ для различных разрядных токов

В. С. Комельков и Д. С. Парфенов [6] измеряли напряжение на канале искры в промежутке $S_0 = 3$ см, образованном электродами, выполненными из медных полусфер.

При амплитуде тока $1,7 \cdot 10^6$ а определен продольный градиент в разрядном промежутке $E_s = 0,5 \div 1$ кв/см.

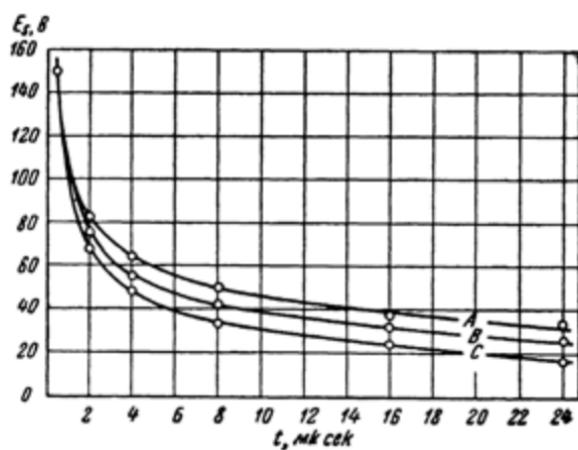
Оказалось, что в начальный момент E_s достигают аномально больших значений $5 \div 6$ кв/см (за вычетом «индуктивной составляющей»). Нужно

отметить, что определение величины напряжения на промежутке (1,5—3 кв при $E_S = 0,5 \div 1,0$ кв/см), согласно приведенной осциллограмме, лежит на пределе разрешающей способности эксперимента.



Фиг. V. 8. Зависимость $U(S_0)$ для различных амплитуд тока

Айлен и Крагс [7] определили градиенты в канале искры длиной $S_0 = 11,1$ мм при колебательных токах от ГИТ. При максимуме тока, наступавшем через 7,7 мксек после пробоя, получились результаты, показанные на фиг. V.8 в виде зависимостей напряжения на промежутке U от



Фиг. V. 9. Зависимость $E_S(t)$ для трех различных форм токовых волн:

A — $I_m = 60$ а; за 85 мксек I_m спадает до $I_{m/2}$; B — $I_m = 125$ а; за 28 мксек I_m спадает до $I_{m/2}$; C — $I_m = 300$ а; за 10 мксек I_m спадает до $I_{m/2}$

S_0 при двух значениях тока: 265 и 188 ка. Считая распределение потенциалов вдоль канала в исследованных малых промежутках S_0 неравномерным из-за приэлектродных эффектов, авторы определяли градиенты путем дифференцирования кривых $U(S_0)$ в области $S_0 = 5 \div 6$ мм. При этом было получено для $I_{Sm} = 265$ ка $E_S = 360$ в/см, а для $I_{Sm} = 188$ ка $E_S = 180$ в/см.

Хигхам и Мик [8] провели измерения напряжения в канале искры длиной $S_0 = 10 \div 40$ см при прохождении апериодического импульсного тока

с длительностью нарастания до максимума I_m за 0,25 мксек, временем спада до $I_m/2$ за 10—85 мксек и амплитудами 60—700 а.

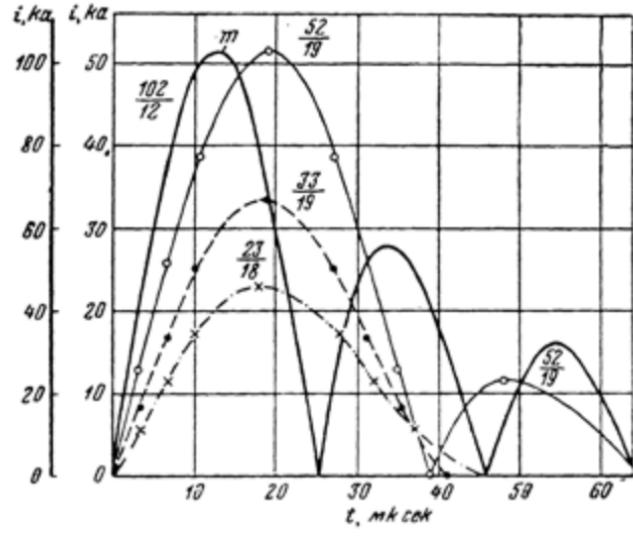
Напряжение на канале измерялось от 0,25 мксек после пробоя и до 80 мксек. На основании полученных результатов для промежутка с — при $R_s = 750 \div 2000$ ом можно установить, что градиент E_s в начале финальной стадии не зависит от амплитуды тока и длины промежутка S_0 (в пределах 10—40 см) и что этот градиент уменьшается со временем, прошедшем от начала финальной стадии.

Для различных форм волн тока получаются близкие значения градиентов при разных длинах промежутка и амплитудах тока. Например, для промежутков длиной 10—40 см и амплитудах тока 150—657 а градиент, полученный на второй микросекунде после начала финальной стадии, лежит в пределах 66—73 в/см. Эффект длительности тока виден на фиг. V.9, на которой дана зависимость $E_s(t)$ от момента пробоя t при различных формах волн и амплитудах.

Из фиг. V.9 можно заключить, что величина E_s является функцией максимального тока финальной стадии, скорости его изменения и времени протекания тока в канале. Кроме того, E_s может уменьшаться под влиянием паров металлов, поступающих в промежуток с электродов. Это влияние должно быть большим при малых S_0 .

3. УДЕЛЬНАЯ МОЩНОСТЬ И ПРОВОДИМОСТЬ КАНАЛА ФИНАЛЬНОЙ СТАДИИ

Произведение $w = E_s \cdot i$ дает удельную мгновенную мощность в канале для рассматриваемой стадии. Определение изменения $w(t)$ делалось рядом авторов.



Фиг. V. 10. Зависимости $w(t)$ (кривая m имеет свою масштабную шкалу)

На фиг. V.10 представлены [5] абсолютные величины токов в четырех разрядах с характеристиками 102/12, 52/19, 33/19 и 23/18 (в уже применявшихся выше обозначениях).

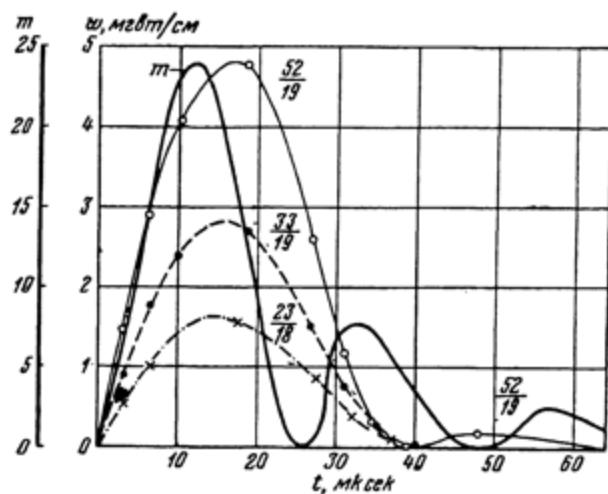
На фиг. V.11 для соответствующих $i(t)$ изображены зависимости удельной мощности в канале искры w от времени t для форм волн тока, показанных на фиг. V.10.

Величина тока i может быть определена через продольный градиент E_S и радиус канала R из уравнения

$$i = \pi R^2 n_e e k_e E_S,$$

где k_e и e — подвижность электрона и его заряд, а n_e — концентрация электронов.

На создание $\pi R^2 n_e = N$ пар ионов затрачивается энергия ионизации, которая равна $\Phi = N v_i$, если v_i — средняя энергия ионизации n_e пока еще изучена мало, особенно в условиях быстрого расширяющегося



Фиг. V. 11. Зависимости $w(t)$

канала. Все же были проведены определения величины энергии, необходимой для создания максимального тока в мощных колебательных разрядах [3]. Для амплитуды тока 94 ка (при длительности периода 20 мксек) был определен радиус канала 1,2 см. Если принять $n_e = 10^{19}$ ион/см³ и $V_i = 15$ в, то $\Phi = 920$ дж.

Было также определено, что при этом 130 дж выделилось в форме акустических волн, связанных с быстрым радиальным расширением канала и возникновением ударных волн.

Баланс мощности в канале определяется уравнением

$$u = iE_S = P_0 + Q + \frac{dM}{dt}, \quad (5)$$

где P_0 и Q — мощности, теряемые соответственно через теплопроводность и излучение канала, M — его внутренняя энергия.

Все эти величины являются функциями электронной плотности n_e и зависят от температуры.

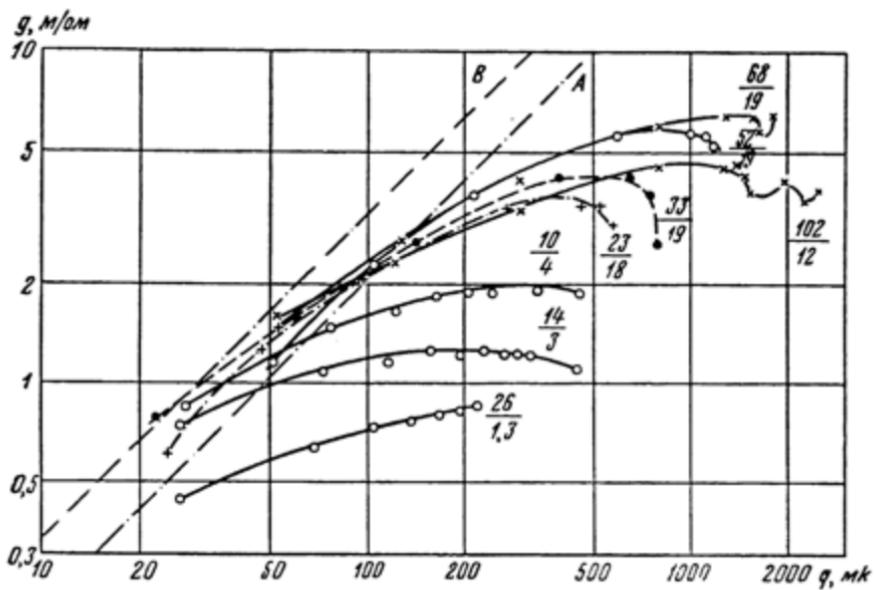
Существенный интерес представляет удельная проводимость g (или удельное сопротивление r) канала, которое может быть определено из отношения $g = \frac{i}{E_S} = \frac{w}{E_S^2}$.

Полученные на основании вольтамперных и токовых осциллограмм при амплитудных токах 10—100 ка значения g в зависимости от количества электричества q , протекающего через промежуток, приведены на фиг. V. 12 [5]. Рассмотрение кривых $g(q)$ показывает, что проводимость канала возрастает с увеличением протекающего через него заряда (подоб-

ная зависимость имеет место и от величины, выделившейся в канале энергии).

Однако g зависит от q не однозначно; разрядные токи с большой частотой дают при том же q меньшие g .

Снижение проводимости, наблюдаемое в конце кривых, объясняется увеличением потерь тепла канала из-за уменьшения подводимой к нему мощности.



Фиг. V. 12. Проводимость финального канала в зависимости от протекшего через него количества электричества. Зависимости A и B получены Типпером соответственно в 1925 и 1927 гг.

Две прямые линии, нанесенные на фиг. V. 12, представляют собой значения удельной проводимости, полученные на основании формулы Типпера (см. Введение) при использовании различных констант (см. [9]).

Подробный анализ процессов в канале с использованием полученных экспериментальных материалов позволил [5] вывести формулу для определения проводимости канала мощной искры

$$G = 5,64 \cdot 10^{12} \int_0^t \left(\frac{E_S}{100} \right)^{0,301} dt^2, \quad (6)$$

которая, будучи применена, например, к каналу молнии, дает значения проводимости $0,5-7$ м/ом (или $2 \cdot 10^{-2} - 1,43 \cdot 10^{-3}$ см/ом).

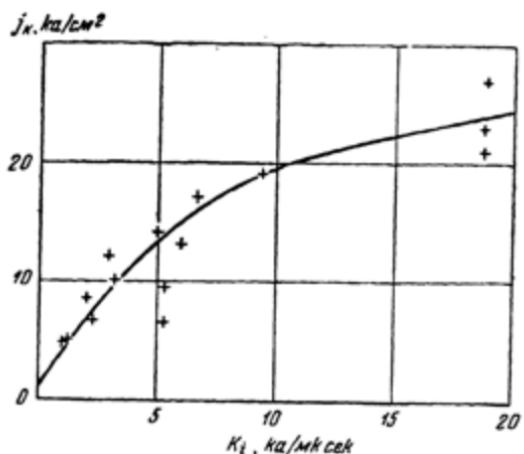
4. ДИАМЕТР КАНАЛА И ПЛОТНОСТЬ ТОКА В НЕМ

По мере развития финальной стадии канал искры расширяется, что должно учитываться при оценке в нем плотности тока. Определение изменения диаметра канала производится фотокамерой с быстрой временной разверткой через узкую щель, которая дает возможность следить за одним из его сечений.

Измерения Флауэрса [3] показали, что к моменту образования финальной стадии канал имеет малый диаметр, который увеличивается со скоростью, значительно превышающей звуковую в окружающем воздухе.

Расширение канала, но с меньшей скоростью, продолжается и после достижения амплитудной величины тока. При длительности разряда, достаточной для достижения каналом своего конечного диаметра, плотность тока в нем оказывается одинаковой при токах $100 \div 10^5$ а и равной $j_k = 1,1 \text{ ka/cm}^2$.

Во время нарастания тока плотность его, как это видно из фиг. V.13, представляющей результаты экспериментов [3], меняется. Здесь величины j_k относятся к максимальному току. Большие j_k связаны с высокими скоростями нарастания тока $k_i = di/dt$. Опыты показывают, что скорость v_k расширения канала в зависимости от k_i имеет характер,



Фиг. V.13. Плотность тока при его амплитудном значении в зависимости от средней скорости его нарастания

подобный характеру кривых $j(k_i)$, что указывает на пропорциональность v_k и j_k .

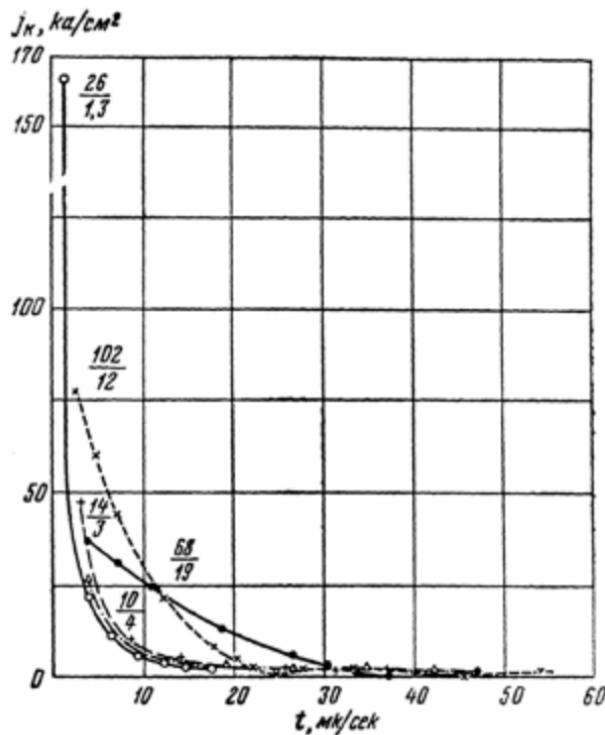
Определение плотности тока в зависимости от времени показало [5], что при разрядном токе $26/1,3$ j_k достигает в начале разряда 170 ка/см^2 , но уже через несколько микросекунд спадает до $30 - 40 \text{ ка/см}^2$ (фиг. V.14).

Изменение диаметра (D) канала во времени для разрядов с этими же формами волн тока иллюстрируется фиг. V.15.

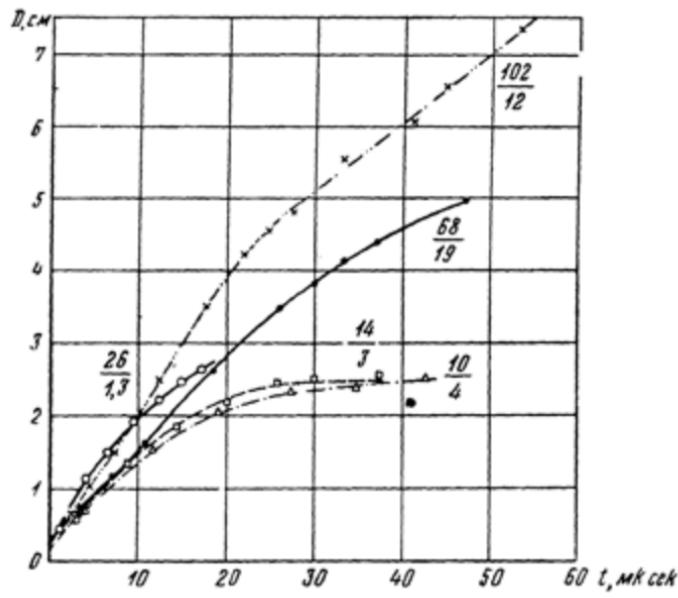
Аллен и Крэгс [7] показали, что при колебательных разрядах с амплитудами 188 и 265 ka скорость начального расширения канала, сопровождаемого светящимся фронтом волны, больше звуковой в окружающем воздухе. Во всех случаях в канале разряда существует яркий центральный стержень (обусловленный эффектом сжатия магнитным полем тока), однако отходящие от него сложные «струи плазмы», излучающие свет, часто не имеют осевой симметрии (даже в начальной стадии разряда). Иногда вблизи конца полуperiода тока часть плазмы стержня движется от оси, но возвращается к центру при изменении знака тока.

На фиг. V.16 схематически показана [7] структура канала. Здесь виден появляющийся и рассыпающийся «стержень разряда» 3 и 4, оболочка канала 1, «струи плазмы» 6 и фронты ударных волн 2, идущих от центра, и вторичных, отраженных от оболочки канала волн 5, возвращающихся к его стержню.

При больших токах (величина которых не указана) В. С. Комельков и Д. С. Парфенов [6] установили более значительные изменения плотности тока в канале разряда, чем это было сделано в работе [5]. Однако



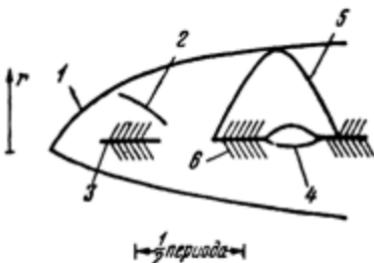
Фиг. V. 14. Зависимость $j_k(t)$



Фиг. V. 15. Зависимость $D(t)$

в обоих случаях, приведенных в [6], j_k уже через 0,5—0,6 мксек начинает быстро спадать на порядок величин. Сопоставление результатов этих работ подтверждает высказанные в гл. III (раздел В) соображения о зависимости величины продольного градиента не только от амплитуды то-ка, но и от скорости его изменения.

Уже давно предполагалось, что на ранних стадиях развития канала давление в нем различно в разных местах, что привело к применению для анализа процессов теории ударных волн. Были попытки также учесть влияние магнитного поля тока, протекающего в канале, направленного к его оси. Распространение ударных волн от искрового канала изучалось рядом авторов [10].



Фиг. V. 16. Схема фотографической развертки канала мощной искры; r — направление расширения канала

Согласно теории Тейлора [11], зависимость радиуса канала от времени может быть выражена формулой

$$R = 1,3t^{0.37}. \quad (7)$$

На фиг. V.17 представлена зависимость диаметра канала (D) от времени в логарифмических координатах и приведены результаты экспериментов Хигхама и Мика [3] для искры в воздухе. Теория развития искрового канала, в основе которой лежит образование ударных волн, образующихся под действием быстрого выделения в канале электрической энергии, подробно развивалась рядом советских исследователей [12]. С. И. Драбкина [12], исходя из предположения о мгновенном выделении электрической энергии P_0 и принимая, что радиус светящегося канала R на ранней стадии совпадает с радиусом ударной волны, получила для его определения формулу

$$R = \frac{(\alpha P_0)^{0.25}}{\rho} \cdot t^{0.5}, \quad (8)$$

где t — время, протекшее от момента выделения энергии P_0 ; ρ_0 — начальная плотность газа; α — коэффициент, зависящий от отношения теплоемкостей при постоянном давлении и постоянном объеме газа. Учет того, что выделение энергии P_0 происходит во времени, привел С. И. Драбкину к более сложной формуле определения радиуса и скорости движения ударной волны.

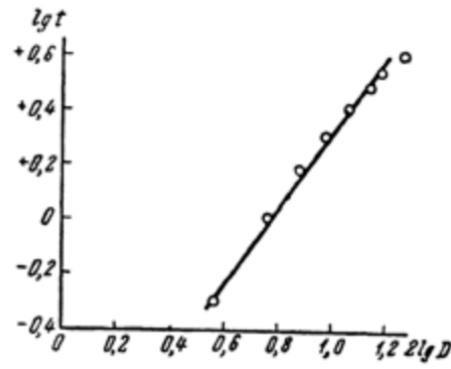
5. ВЛИЯНИЕ ТОКА ИСКРЫ НА ВОССТАНОВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОЧНОСТИ ПРОМЕЖУТКА

Практический интерес представляет скорость восстановления электрической прочности воздушного промежутка после прохождения по нему импульсного разряда с заданными амплитудой тока и формой волны.

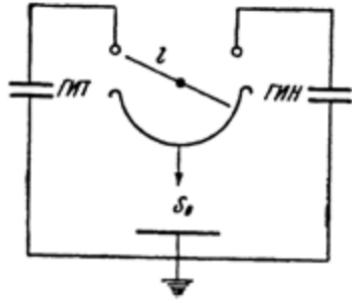
При пробое промежутка импульсным напряжением в разрядном канале остается плазма, распад которой происходит относительно медленно. Вторично приложенное к электродам напряжение вызывает пробой плазмы при меньшей амплитуде. По мере удлинения интервала между

двумя импульсами напряжение второго пробоя будет увеличиваться, стремясь к значению первого импульса.

Исследование скорости восстановления электрической прочности промежутка после прохождения через него импульсного тока большой величины представляет для высоковольтной техники существенный интерес. Для решения названной задачи в Лаборатории ВГРбыла разработана и осуществлена схема, показанная в принципиальном виде на фиг. V.18.



Фиг. V.17. Зависимость $D(t)$



Фиг. V.18. Принципиальная схема для образования двухимпульсного разряда

При одном из положений стержня l генератор импульсов тока (ГИТ) при помощи синхронизирующего импульса срабатывает и посыпает импульс тока в рабочий промежуток S_0 , который пробивается. Через некоторый интервал времени, определяемый синхронизатором, игла l занимает другое положение, при котором генератор импульсов напряжения (ГИН) после запала от второго синхронизирующего импульса посыпает свой импульс в тот же промежуток S_0 . Более подробно применявшаяся схема описана в [13]. При помощи разработанной установки были сняты вольт-секундные (в/с) характеристики для промежутка: латунный стержень диаметром 13 м.м (заостренный на конце под углом 30°) — железная плоскость при волне около 5/100 мк сек.

Для этого же промежутка снимались в/с характеристики после того, как через него проходил импульсный ток с различными амплитудными значениями (фиг. V. 18).

В промежутке $S_0 = 13,5$ см минимальное разрядное напряжение $U_{\min} = 280$ кв.

Разрядный ток ГИТ с амплитудами 7,5; 11,7 и 17,5 ка имел характер быстро затухающих колебаний с длительностью периода около 10 мкsec (например, для волны тока с амплитудой 17,5 ка декремент затухания $\delta = 0,43$).

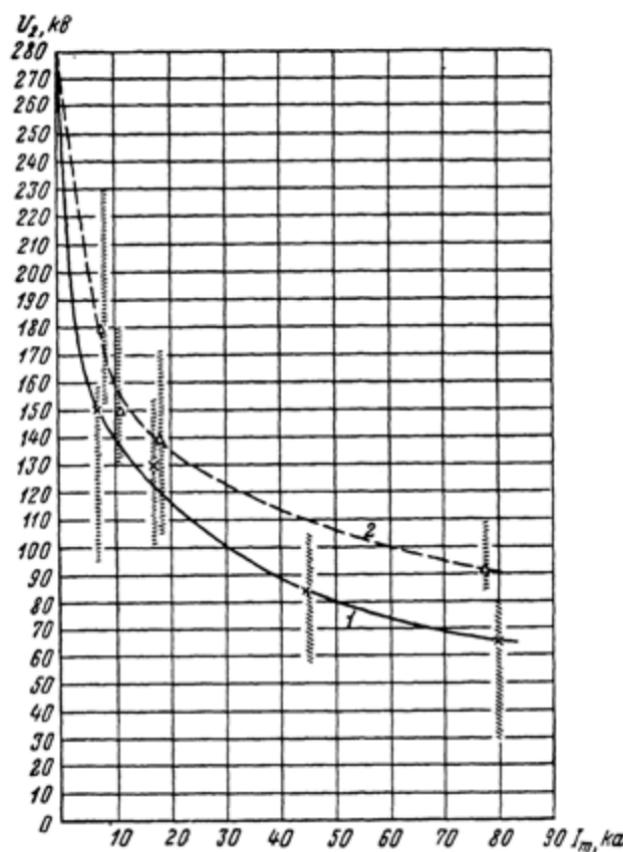
Регистрация производилась электронным осциллографом при помощи цилиндрического шунта (см. гл. 1) с активным сопротивлением 0,01 ом.

На фиг. V.19 построены зависимости $U_2(I_m)$ разрядных напряжений промежутка от амплитуды тока, протекавшего через промежуток за 4,7—5 и 9,4 мкsec до приложения волны напряжения.

На этой же фигуре приведены результаты, полученные при работе с ГИТ больших токов с амплитудой до 80 ка. Последовательное включение осуществлялось по схеме, изображенной на фиг. V. 20. При указанном положении стержня l ГИН₁ при помощи синхронизирующего импульса срабатывает. Благодаря этому волна напряжения попадает на S_0 и вызывает его перекрытие. Затем автоматически срабатывает ГИТ, способный

давать ток через промежуток до 100 ка, присоединенный к S_0 через специальную плавкую вставку L .

При вращении l происходит соединение S_0 ГИН₂ и одновременное возбуждение его вторым синхронизирующим импульсом, и волна напряжением около 5/100 мксек через установленное время задержки τ попадает на исследуемый промежуток.



Фиг. V.19. Зависимость разрядных напряжений U_2 и при приложении к промежутку—с+п импульса напряжения от величины тока I_m , прошедшего через промежуток:

1—за 4,7—5 мсек; 2—за 9,4 мсек

Результаты некоторых из проведенных исследований (фиг. V.19) позволяют сделать следующие выводы.

Напряжение U_2 пробоя при повторном импульсе, т. е. после того как промежуток предварительно ионизирован, ниже, чем напряжение U_1 пробоя для промежутка без предварительной ионизации. Так, например, при амплитудном значении тока $I = 16,4$ ка и $\tau = 4,7$ мксек пробивная прочность промежутка может снижаться почти в 3 раза.

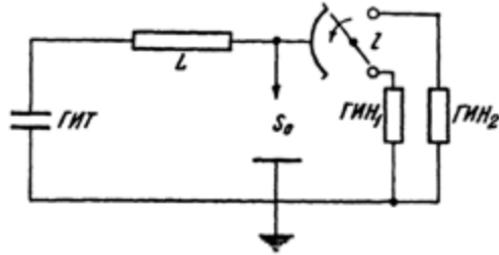
При неизменных условиях опытов наблюдается значительный разброс значений U_2 , так что правильнее говорить об областях, занимаемых в/с характеристикой, а не конкретной кривой.

С увеличением амплитуды тока I напряжение, необходимое для перекрытия промежутка, уменьшается.

Данные, соответствующие $I_{cp} = 77$ ка, получены при наличии в рабочем промежутке паров от манганиновой проволоки диаметром 0,05 м.м и длиной 10,5—11,5 см.

Опыты показали, что наличие такого незначительного количества металлических паров не играет существенной роли в изменении величины U_2 .

Сделанный Мак Каном и Кларком [4] вывод на основании проведенных ими аналогичных экспериментов при токах того же порядка (1,39—22 кА), как и в наших опытах (6,4—20 кА), но при другой форме электродов (стержень — стержень) и другой форме волны напряжения (1,5/40 мсек), что пробивное напряжение не зависит от величины тока, противоречит нашему выводу о влиянии тока на пробивное напряжение (см. п. 2). Но расхождение в выводах вряд ли можно объяснить различием электродов и формой волны.



Фиг. V.20. Принципиальная схема образования трехимпульсного разряда

По-видимому, Мак Кан и Кларк не усмотрели из-за естественного разброса точек влияния тока, которое сравнительно невелико в диапазоне применявшимися ими токов. Зависимость разрядного напряжения от величины тока I_m , протекавшего через промежуток, становится наглядной при переходе к большим токам и при более резком их изменении (17,5—77 кА).

Увеличение времени запаздывания приложения вторичного импульса ведет к увеличению пробивного напряжения U_2 .

При увеличении интервала между импульсами ($\tau = 17$ мсек) влияние амплитудной величины тока, проходящего через промежуток, оказывается меньше, чем при $\tau = 5$ мсек.

Величина пробивного напряжения от вторичного импульса не зависит от полярности этого импульса, если промежуток предварительно ионизирован.

Зависимость пробивного напряжения от величины промежутка, по которому предварительно не проходил большой ток, имеет прямолинейный характер.

Переход мощного импульсного перекрытия в силовую дугу, происходящий при поражении линии электропередачи молнией, исследовался А. С. Майкопаром [14], который показал, что этот процесс представляет собой плавное втекание в канал искры тока короткого замыкания источника промышленной частоты. Как показали исследования автора, проведенные в другом диапазоне параметров схемы [15], импульсный разряд может играть в процессе этого перехода другую, более сложную роль. Подробнее этот вопрос освещается в гл. VIII.

Прохождение тока искры постепенно разогревает ее канал и ведет к его расширению, что снижает плотность тока; продольные градиенты падают и тем самым финальная стадия искры переходит в дугу. Конечно, этот переход может развиться лишь при условии, что источник питания разряда имеет достаточную энергию.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Арцимович Л. А., Андрианов А. М., Базилевская О. А., Прохоров Ю. Г., Филиппов Н. В. Исследование импульсных разрядов с большой силой тока. «Атомная энергия», № 3, 1956.
 2. Арцимович Л. А., Андрианов А. М., Доброхотов Е. И., Лукьянин С. Ю., Подгорный И. М., Синицын В. И., Филиппов Н. В. Жесткое излучение импульсных разрядов. «Атомная энергия», № 3, 1956.
 3. Flowers J. W. The channel of the spark discharge. Phys. Rev., 64, No. 7, 1943.
 4. McCann G. D., Clarke E. Dielectric recovery Characteristics of large air gaps. AIEE Trans., 62, 1943.
 5. Norinder H., Karsten O. Experimental investigations of resistance and power within artificial lightning current paths. Ark. Matem., Astr. och Fys., A36, No. 16, 1949.
 6. Комельков В. С. и Парфенов Д. С. Расширение канала искры в воздухе при токах около $2 \cdot 10^6$ а. «Докл. АН СССР», 3, № 6, 1956.
 7. Allen J. E., Craggs J. D. High current spark channels. J. Appl. Phys., 5, No. 12, 1954.
 8. Higham J. B., Meek J. M. Voltage gradients in long gaseous sprak channels Proc. Phys. Soc., 63, pt., 9, 369B, 1950.
 9. Rompe R., Weizel W. Über das Toeplersche Funkengesetz. Zs. Phys., 122, Nr. 9—12, 1944.
 10. Fünfer E. Einige experimentelle Untersuchungen der elektrischen und optischen Vorgänge beim Funken durchschlag in Gasen. Zs. angew. Phys., 1, 1949.
Thomson J. J., Thomson G. P. Conduction of electricity through gases. Cambridge, 1928.
 - McFarlane W. The sound radiation from a condenser discharge. Phil. Mag., 18, No. 11a, 1934.
 - Suits G. The determination of arc temperature from sound velocity measurements. J. App.l. Phys., 6, 35.
 11. Taylor G. I. The formation of a blast wave by a very intense explosion. The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes. Proc. Roy. Soc., A201, No. 1065, 1950.
 12. Абрамсон И. С., Гегечкори Н. М., Драбкина С. И., Мандельштам С. Л. О канале искрового разряда. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 17, № 10, 1947.
Драбкина С. И. К теории развития канала искрового разряда. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 21, № 4, 1951.
Абрамсон И. С. и Гегечкори Н. М. Осциллографические исследования искрового разряда. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 21, № 4, 1951.
 13. См. гл. I [12a].
 14. Майкопар А. С. Переход мощного импульсного перекрытия в силовую дугу на воздушных линиях электропередачи. Тр. ЦНИЭЛ, 5, 1956.
 15. Стекольников И. С. Эффект упрочнения промежутков на промышленной частоте. «Изв. АН СССР, ОТН», № 8, 1957.
-

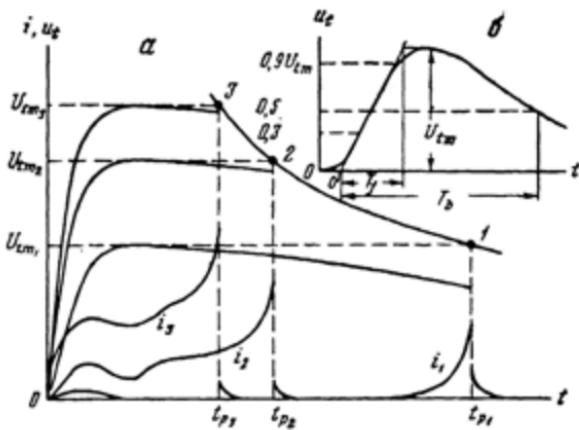
ГЛАВА VI

ВОЛЬТСЕКУНДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

На основании изложенных выше данных о развитии лидерной стадии длиной искры в настоящей главе рассматриваются основные свойства вольтсекундных характеристик и анализируются экспериментальные и расчетные методы их получения. Конечной целью является установление методики получения вольтсекундных характеристик, позволяющих производить выбор изоляции с учетом условий, характерных для линии передач.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ПОЛУЧЕНИЕ ВОЛЬТСЕКУНДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

Вольтсекундные характеристики являются зависимостью между максимальным напряжением на изучаемом разрядном промежутке и интервалом времени от условного момента приложения напряжения до

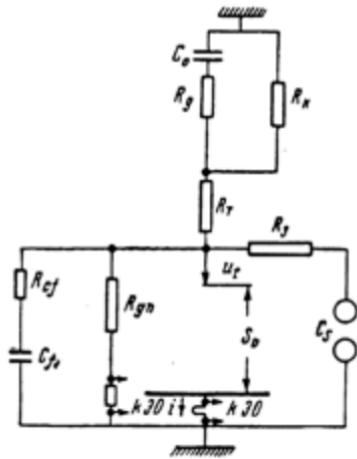


Фиг. VI. 1. Построение в/с характеристики по стандартным волнам u_t (а) и определение параметров стандартной волны (б). $T_f = 1,5 \text{ мксек}$; $T_s = 40 \text{ мксек}$.
О' — условный момент приложения u_t

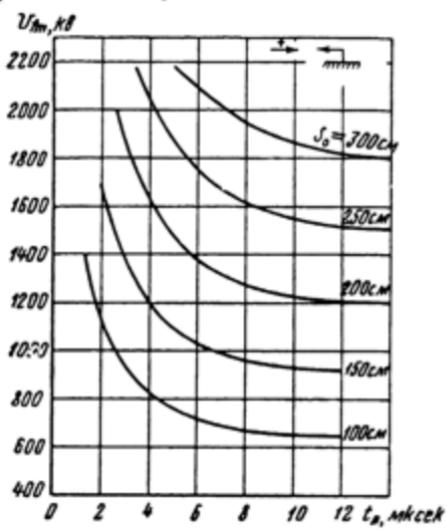
начало главной стадии. Этот промежуток времени принято называть «предразрядным временем» или «запаздыванием разряда». Из изложенного во «Введении» следует, что лучше пользоваться термином «время пробоя». В большинстве случаев испытания изоляции ведутся при так называемой «стандартной волне» $1,5/40 \text{ мксек}$ (см. фиг. VI. 1, б), которая создается подбором соответствующих параметров схемы ГИН.

На фиг. VI.1, а показаны три стандартные волны напряжения u_t на исследуемом промежутке и ток i через него. Здесь также сделано построение части в/с характеристики по соответствующим значениям U_{tm} и t_p , а именно: U_{tm1} , U_{tm2} , U_{tm3} , t_{p1} , t_{p2} , t_{p3} .

Время пробоя состоит из четырех интервалов: три из них определяются длительностью развития рассмотренных в предыдущих главах стадий, а четвертый равен времени нарастания напряжения на фронте волны до величины начального напряжения короны.



Фиг. VI.2. Схема для экспериментального определения в/с характеристик



Фиг. VI.3. В/с характеристики промежутка +—с—с при стандартных атмосферных условиях; напряжение измерялось емкостным делителем

Для снятия в/с характеристик в Лаборатории ВГР применяется описанный в гл. I ГИН; более подробная схема испытаний приведена на фиг. VI.2. Форма волны напряжения ГИН определяется в основном параметрами C_0 , R_g и R_k (некоторое влияние оказывают на форму волны неизбежные паразитные емкости и индуктивности, величины которых зависят от конструкции ГИН). Чтобы получить определенную заданную форму волны на разрядном промежутке, в схему включаются дополнительные активные сопротивления и емкости: R_T , R_{cf} и C_{f1} . При современных требованиях к точности регистрации величины U_{tm} ($\pm 5\%$), соответствующей данному t_p , сравнительно простая на первый взгляд техника получения в/с характеристик на самом деле представляет собой сложный и тонкий эксперимент, предъявляющий большие требования к элементам схемы и самой методике.

Особенные затруднения связаны с делителем напряжения, так как он должен передавать форму регистрируемой волны без искажений (гл. I).

Необходимо также всегда иметь в виду, что время пробоя является величиной статистической по причинам, заключенным в природе самого разряда, поэтому при экспериментальном определении в/с зависимости необходимо получать не менее 10—15 осциллограмм для одного значения U_{tm} . Сама же характеристика должна быть построена либо в виде области, либо как кривая, где t_p для данного U_{tm} есть среднее арифметическое или среднее геометрическое из всех замеренных t_p при $U_{tm} = \text{const.}$

На фиг. VI.3 приведены в/с характеристики стандартного промежутка с — с, полученные в Ленинградском политехническом институте [20].

Чтобы использовать в/с характеристики при расчетах изоляции, многие авторы делали попытки строить их, исходя из определенных закономерностей разряда.

а. Гипотеза о постоянстве энергии разряда

Пик [1] считал, что для пробоя данного промежутка нужно неизменное количество энергии, подсчитываемое аналогично потерям на корону. Поэтому для определения энергии, необходимой для пробоя промежутка при прямоугольной волне, он применял формулу потерь на корону

$$w = (U - U_0)^2 mt, \quad (1)$$

где w — энергия, нужная для пробоя; U — напряжение пробоя; U_0 — напряжение пробоя при 60-периодном длительно приложенном напряжении; m — коэффициент, имеющий размерность проводимости; t — время, необходимое для пробоя.

Из формулы (1) выводилась зависимость пробивного напряжения от времени

$$U = U_0 \left(1 + \frac{a}{\sqrt{t}} \right), \quad (2)$$

где

$$a^2 = \frac{w}{m U_0^2} \approx \frac{w}{m_1 S_0^2}$$

a — постоянная для данного промежутка и прямоугольной формы волны (m_1 — эмпирический коэффициент).

Аналогичным способом Пик получил формулы, связывающие амплитуду напряжения и время пробоя, для косоугольной и стандартной волн. Несколько видоизмененные уравнения для определения t_p , основанные на гипотезе Пика, были получены Бьюли [2].

Рассматривая работу Пика и добавления Бьюли, нужно отметить следующее.

Результаты изучения искры показали, что физические процессы в короне и лидере различны, и что поэтому теоретическая предпосылка Пика неверна. Далее, измерениями потерь энергии на лидерную стадию искры [3] установлена зависимость их от U_{tm} , что также противоречит предположению Пика. То, что формула (2) давала в определенных условиях совпадение с экспериментом, следует объяснить удачным подбором аналитического выражения для кривых, изображающих в/с характеристики в определенном узком диапазоне условий.

Сказанное выше относится также к предлагаемым некоторыми авторами эмпирическим формулам и методам, в основу которых положено постоянство расхода энергии для всей в/с характеристики [4—6].

Гаррард применял гипотезу Пика для пересчета в/с характеристик [7] для волн с различными длинами фронта и хвоста. Метод Гаррарда дает дополнительные ошибки, связанные с заменой кривых, изображающих форму волны, прямыми.

Попытка найти уравнения, дающие возможность строить в/с характеристики для искаженных волн, т. е. найти уравнение, удовлетворяющее всем видам волн, была сделана в [6]. Однако уравнение, рекомендуемое в этой статье, сложно и недостаточно проверено экспериментом.

б. Гипотеза о независимости скорости лидера от состояния промежутка

Для пересчета в/с характеристик, снятых при волне одной формы, на характеристику при другой волне А. С. Зингерман предложил метод, изложенный в работах [8, 9]. Теоретическим обоснованием метода служит выдвинутое им же положение, что с достаточной для практических целей точностью можно считать мгновенную скорость лидера v зависящей только от величины напряжения на промежутке в данный момент времени. При этом v равно скорости развития лидера в промежутке S_0 при бесконечной прямоугольной волне с амплитудой, равной данному мгновенному значению напряжения.

Тогда

$$S_0 = \int_{t_0}^{t_p} v(u) dt, \quad (3)$$

где v — скорость развития лидера; u — напряжение в данный момент времени; t_0 — момент на фронте волны, когда $u = U_0$, причем за U_0 принимается $1,25 U_\infty$, где $U_\infty = U_{\min}$ при бесконечной прямоугольной волне; соответственно для прямоугольной волны $v = \text{const}$.

Если волна не прямоугольна, можно сделать подстановку:

$$v = \frac{S_0}{\tau_{cp}}, \quad (4)$$

где τ_{cp} — время развития лидера в проежутке S_0 при прямоугольной волне с напряжением u . Приводя (3) к единице, получаем

$$1 = \int_{t_0}^{t_p} \frac{1}{\tau_{cp}} dt, \quad (5)$$

где τ_{cp} зависит от напряжения в данный момент времени.

Заменяя плавную кривую волны $u_t(t)$ ступенчатой, где каждая ступенька имеет напряжение u_k и длительность T_k , получим формулу

$$1 = \sum \frac{T_k}{\tau_{cp}}, \quad (6)$$

которая является основной для пересчета в/с характеристик.

Таким образом, для построения в/с характеристики для волны любой формы $u_t(t)$ по данному методу необходимо иметь в/с характеристику испытуемого промежутка при прямоугольной волне и кривую $u_t(t)$. По в/с характеристике для прямоугольной волны определяется U_0 , а по нему t_0 .

Так как проводить испытания прямоугольной волной затруднительно, можно экспериментально получить в/с характеристики для любой формы волны и пересчитать их на в/с характеристики для прямоугольной волны.

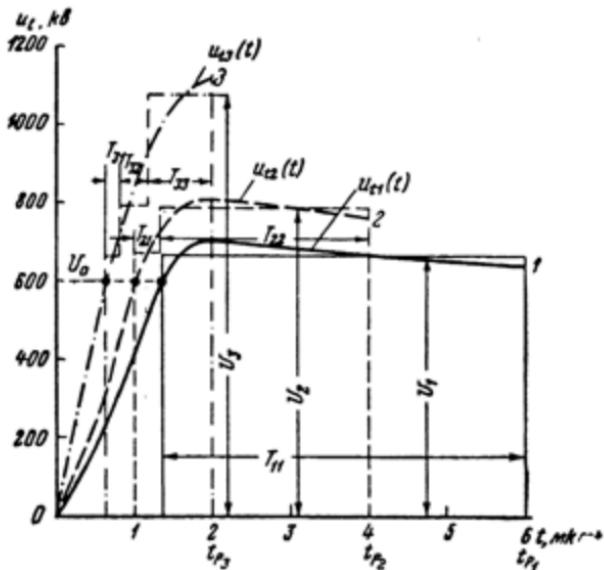
Зингерман предлагает два метода экспериментального получения в/с характеристик для прямоугольной волны: метод косоугольных волн и метод «конечных» волн типа стандартных.

Поскольку Зингерман [8, 9] считает, что в/с характеристики являются статистическими кривыми, первым шагом при обработке эксперимента является построение кривых вероятности, например $\phi_t = f(t)$ для

конечных волн, где $\phi_t = n_t / n$; здесь n_t — число пробоев, для которых t меньше некоторого t_p или равно ему, а n — число всех пробоев для данной волны с одинаковой амплитудой.

Способ получения в/с характеристики для прямоугольной волны методом «конечных» волн показан на фиг. VI.4. Каждая волна дает одну точку в/с характеристики. Для этого плавная кривая $u_{tn} = u_{tn}(t)$ заменяется ступенчатой. Затем для каждого номера волны n ($n = 1, 2$ и 3), начиная с наименьшего, согласно (6), составляется уравнение

$$1 = \frac{T_{n_1}}{\tau_1} + \frac{T_{n_2}}{\tau_2} + \dots + \frac{T_{n_k}}{\tau_k} + \dots + \frac{T_{nn}}{\tau_n}, \quad (7)$$



Фиг. VI.4. Определение в/с характеристики для прямоугольной волны методом «конечных» волн

где k — номер ступени. Здесь T_{kn} определены из построения, а τ_k с номерами меньше n получены из предыдущих аналогичных уравнений для волн с номерами k , меньшими n . Например, для волны с номером $n = 3$ (фиг. VI.4) уравнение (7) имеет вид:

$$1 = \frac{T_{31}}{\tau_1} + \frac{T_{32}}{\tau_2} + \frac{T_{33}}{\tau_3},$$

а $U_n = U_3$. Из (7) однозначно определяется τ_n ; U_n получается из построения. Вольтсекундная характеристика для прямоугольной волны при таком методе есть $U_n = f(\tau_n)$ для данного ϕ_t .

Анализируя изложенный метод, прежде всего следует отметить полное несоответствие между предпосылками и существующими данными о развитии пробоя (гл. III, В, 2). Вместо сильно изменяющейся скорости лидера (см. фиг. III.23), для расчетов берется некоторая усредненная постоянная скорость, эта скорость определяется из в/с характеристики для данного промежутка по данному напряжению. Из способа получения величин v_n ($v_n = S_0 / \tau_n$) методом «конечных» волн типа стандартных следует, что v_1 есть задаваемая исходной в/с характеристикой средняя скорость для волны, по форме близкой к прямоугольной с

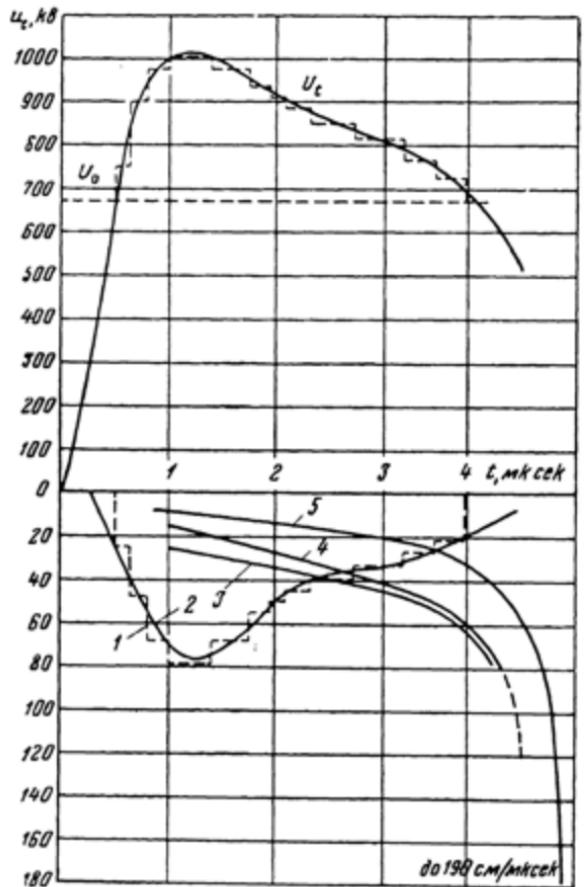
амплитудой U_1 . Физический смысл следующих v_n такой же. Хотя слагаемые T_{nk}/τ_k при $k < n$ вносят некоторые корректизы, учитывающие отличие формы волны от прямоугольной, $1/\tau_k$ не имеют никакого отношения к реальным мгновенным скоростям лидера (фиг. VI.5).

Согласно современным сведениям о развитии разряда, в большинстве случаев к моменту времени $t = (0,9 \div 0,8)t_p$ напряжение на промежутке становится меньше U_0 для данного промежутка, а, как видно из фиг. VI.5, уравнение (7) к этому моменту времени удовлетворяется (с точностью до 10—15%). Следовательно, при применении рассматриваемого метода часть волны, где $u_t < U_0$, в расчете не учитывается.

Отсюда ясно, что при пересчете с в/с характеристики для прямоугольной волны на характеристику для волны, у которой u_t становится меньше U_0 до конца лидерной стадии, величина t_p должна получиться заниженной.

Поэтому рассмотренный метод, являясь некоторым эмпирическим приемом пересчета, пригоден только для волн, близких между собой по форме. Следует отметить, что применять предложенный метод косоугольных волн неправомерно, так как он построен на предположении, что при разряде на фронте форма волны сохраняется неизменной до спада напряжения, происходящего практически мгновенно, чего в действительности не бывает.

Существенным недостатком обоих методов является невозможность учета формы волны при снятии



Фиг. VI.5. К сопоставлению методов пересчета в/с характеристики:

1 — скорость лидера по Зингерману в см/мксек; 2 — $[u(t)]K_1 \cdot 10^{12}$ в км \cdot сек 2 , подсчитанное по методу «разрушающего эффекта»; 3 — $m \frac{dM(t)}{dt}$, определенное по методу ЛПИ в см/мксек; 4 — скорость лидера, в см/мксек, определенная графическим дифференцированием зависимости $I(t)$, полученной ЭОП; 5 — скорость лидера в см/мксек, подсчитанная по формуле ВЭИ

та влияния параметров схемы на изменение в/с характеристики.

Наличие пиков на экспериментальной волне в области амплитуды, превышающих 10% амплитуды, приводит при пересчете к ошибке по напряжению в в/с характеристике для прямоугольной волны, достигающей 12%. Чтобы избежать этой ошибки, подсчет следует вести по усредненной амплитуде.

Проверка метода «конечных» волн в Лаборатории ВГР показала, что он может быть применен для пересчета в/с характеристик при условии,

что после достижения U_{lm} напряжение U_t не опускается ниже U_0 до конца лидерной стадии. В/с характеристика при этом будет иметь точность $\pm 10\%$.

с. Гипотеза о постоянстве заряда и экспериментальные формулы для определения скорости лидера

В отличие от гипотезы неизменности энергии, расходуемой в лидерной стадии разряда в данном промежутке, некоторые авторы [10], на основании проведенного в Ленинградском политехническом институте осциллографирования лидерных токов $i(t)$ в стержневых промежутках длиной около 20 см предположили, что

$$\int_0^{t_p} i \, dt = \text{const} \quad (8)$$

для данного объекта независимо от амплитуды и формы волны приложенного напряжения.

В дальнейшем, развивая эту работу, Я. С. Ихоки предположил [11], что величина

$$M(t) = A_1 \int_0^t i \, dt \quad (9)$$

характеризует «степень ионизации» разрядного промежутка и что в каждый момент времени для дальнейшего развития разряда необходимо, чтобы на электродах промежутка напряжение было не меньше некоторой величины u_d , которая будет уменьшаться с удлинением «канала разряда».

Величина

$$u_d = f(M_t) \leq U_0,$$

где U_0 — минимальное напряжение, необходимое для начала развития разряда в данном промежутке. Динамика развития разряда учитывается процессом прорастания «канала разряда». Исходя из незначительности ионизационных процессов в части промежутка, еще не перекрытой каналом, делается предположение, что разрядный ток в этой области промежутка является в основном током смещения. Поэтому регистрируемый ток можно записать так:

$$i(t) = C(t) \frac{du(t)}{dt} + u(t) \frac{dC(t)}{dt}, \quad (10)$$

где $C(t)$ — некоторая динамическая емкость, соответствующая коэффициенту пропорциональности между зарядом в промежутке и напряжением.

Далее считается, что для перекрытия заданного объекта независимо от формы волны напряжения необходимо и достаточно совершить определенную «ионизацию» $M_0 = M(t_p)$, постоянную для данного разрядного промежутка. Это означает, что постоянство заряда q_0 обеспечивается ионизацией M_0 .

В результате для величины $M(t)$, характеризующей степень ионизации, дается выражение

$$M(t) = \int_0^t \Phi[u_i(t), F(M)] dt = A_1 \int_0^t i \, dt.$$

Следовательно, для любой точки в/с характеристики данного объекта

$$M_0 = M(t_p) = \int_0^{t_p} \Phi[u_t(t), F(M)] dt = A_1 \int_0^{t_p} i dt = \text{const.} \quad (11)$$

Уравнение (11) можно заменить следующим:

$$M_0 = \int_0^{t_p} [u_t(t) - U_0 \varphi(M)] 1_0 dt = \int_0^{t_p} \left[u_t(t) - U_0 \left(1 - A \frac{M(t)}{M_0} \right) \right] 1_0 dt, \quad (12)$$

где $1_0 = 1$, если разность двух членов в квадратных скобках больше нуля, и $1_0 = 0$, если эта разность меньше нуля.

Уравнение (12) в общем случае должно приводить к определению времени пробоя t_p для заданной формы волны по трем произвольным точкам, какой угодно известной в/с характеристики данного промежутка.

Далее, методом операционного исчисления можно получить в явном виде уравнение в/с характеристик $U_{tm} = f(t_p)$ для различных форм волны приложенного напряжения.

В работе Ицхоки [11] приводится также способ графического определения в/с характеристики для любой заданной формы волны, если для объекта известна в/с характеристика, снятая при какой угодно известной форме волны напряжения.

Для графического решения уравнения (12) оно преобразовано к следующему виду:

$$\frac{M_0}{U_{tm}} = \sum_{i=0}^{t=t_p} \left[\frac{u_t(t)}{U_{tm}} - \frac{U_0}{U_{tm}} \left(1 - A \frac{M(t)}{M_0} \right) \right] 1_0 \Delta t = \sum_{i=0}^{i=N} \left[\frac{u_{ti}}{U_{tm}} - H_i \left(1 - A \frac{S_i}{S_N} \right) \right] 1_0 \Delta t = \sum_{i=0}^{i=N} \left[\frac{u_{ti}}{U_{tm}} - H_i \right] 1_0 \Delta t, \quad (12a)$$

где $i = N$ при $t = t_p$.

На фиг. VI.6 показано построение, приводящее при заданной форме волны напряжения $u_t(t)$ и значениях U_{tm} и U_0 к определению t_p . На основании общих соображений коэффициент A принимается равным 0,5. По существу, построение сводится к определению линии A_1B_{IV} (фиг. VI.6, а) (подробности определения точек H_i и t_i указаны на фиг. VI.6, б), которая совместно с лежащей выше нее кривой $u_t(t)$ и ординатой t_p ограничивает площадь $S_N = M_0 / U_{tm}$.

Константа M_0 определяется решением уравнения (12) относительно $M(t)$ для какой-либо формы волны, в/с характеристика которой известна, при подстановке в выражение для $M(t)$ координат любой из точек этой в/с характеристики.

Анализируя описанный выше метод постоянства заряда, необходимо отметить ряд положений.

1. Исследования длиной искры в Лаборатории ВГР показали, что постоянство величины $\int_0^{t_p} idt$ для промежутков длиной более 1 м не наблюдается. Однако это тем не менее не опровергает основу метода по следующим причинам.

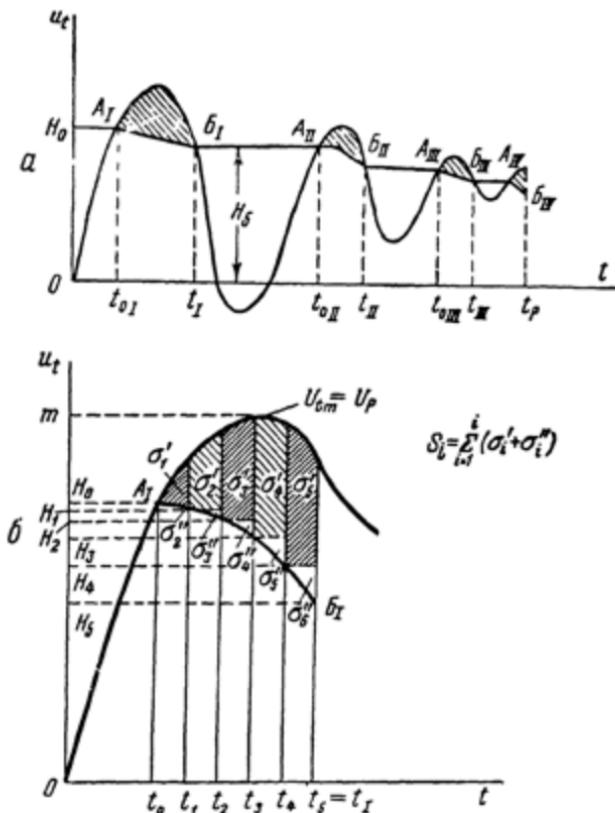
Переход от $q = \int_0^{t_p} idt = \text{const}$ к выражению

$$M_0 = \int_0^{t_p} \left[u_t(t) - U_0 \left(1 - A \frac{M(t)}{M_0} \right) \right] dt,$$

как это легко показать, приводит к выражению

$$\frac{S_0^2}{3B} = \int_{t_1}^{t_p} \left[u_t(t) - U_0 \left(1 - \frac{t}{S_0} \right) \right] dt, \text{ где } B = \text{const},$$

анализ которого показывает, что скорость движения головки лидера определяется разностью между напряжением на промежутке и минимальным импульсным напряжением не «пробитой» еще части промежутка (т. е. части промежутка, еще не перекрытой каналом).



Фиг. VI.6. Определение t_p для колебательной волны по методу Нцхоки.
α — определение величины S_N ; б — детали определения линии A_1B_1

На фиг. VI.5 (кривая 3) приведена зависимость $m \frac{dM(t)}{dt} = f(t)$,

где $m = 0,1 \text{ см}/\text{кв мксек}$, указывающая на наличие аналогии между $\frac{dM(t)}{dt}$ и скоростью лидера.

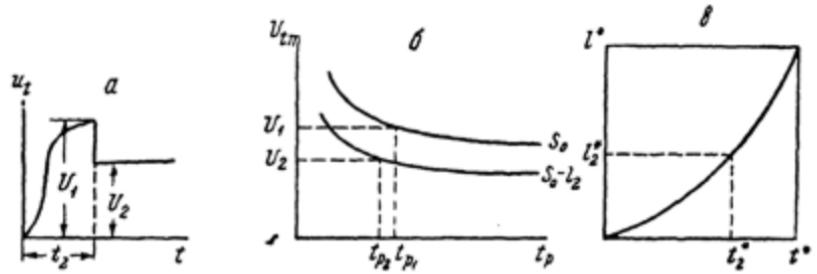
2. Недостатком описанного метода является неучет влияния величины R_0 на t_p . Это значительно сужает область применения метода. Но все же, если имеется в/с характеристика объекта в данной схеме при одной форме волны, метод позволяет получить в/с характеристику этого же объекта при любой другой форме волны. Особо следует отметить, что определение M_0 по исходной в/с характеристике можно делать только при $U_{mt} > 1,2 U_0$.

3. Проверочный пересчет, сделанный нами, показал, что разница между пересчитанной и экспериментальной в/с характеристиками не превышала 5 %.

В последнее время сотрудниками Всесоюзного электротехнического института (ВЭИ) описан метод [12], основой которого являются соображения рассмотренной выше работы. Здесь «зона ионизации» заменена понятием лидера, для продвижения которого необходимо некоторое минимальное напряжение, зависящее от положения его головки.

Скорость продвижения головки лидера, определенная экспериментально, выражена в виде формул для промежутков $c-p$ и $p-c$, которые очень просто приводятся к выражению, близкому уравнению для подсчета M_0 , полученному Ицхоки.

Таким образом, результат работы [12] подтверждает физический смысл уравнения (12) и может использоваться как экспериментальное уточнение функции $A \frac{M(t)}{M_0}$ при положительной полярности волны в промежутках $c-p$ и $p-c$.



Фиг. VI.7. Упрощенный метод построения в/с характеристики для частично срезанной волны u_t :
а — волна u_t ; б — в/с характеристики для стандартной волны; в — кривая l^* (t^*)

Распространение этих формул на отрицательную полярность волны или на другие типы промежутков неправомерно, так как с их изменением меняется механизм развития разряда.

Возможность применения эмпирических формул зависит от точности эксперимента, положенного в их основу. К сожалению, изложение как исходных экспериментальных данных, так и экспериментальной проверки метода расчета в/с характеристик недостаточно подробно.

Сделанное нами сравнение мгновенных скоростей лидера, рассчитанных по формуле и экспериментальных, при $R_0 = 2800 \text{ ом}$ и $S_0 = 130 \text{ см}$ в промежутке $c-p$ при положительной полярности волны типа стандартной (см. фиг. VI.5) показывает, что величины v_t различаются в среднем на 50%.

Целесообразность и область применения данного метода для пересчета в/с характеристик можно оценить следующим образом. Метод дает возможность построения в/с характеристик для колебательных и частично срезанных волн (фиг. VI.7, а) при положительной полярности в промежутках $c-p$ и $p-c$. Исходные формулы применимы только при положительной полярности волны, и использование их в наиболее интересном практическом случае, т. е. для построения в/с характеристик срезанных волн, которые имеют место при прямом ударе молнии в опору, маловероятно, так как такая волна обычно имеет отрицательную полярность.

Расчеты в/с характеристик при положительной полярности волны, сделанные нами для условий $R_0 = 2800 \text{ ом}$ и $S_0 = 130 \text{ см}$ в промежутке $c-p$, при сравнении с нашими экспериментальными характеристиками для исходной волны $1,5/40 \text{ мксек}$ дали расхождение в 5% по напряжению

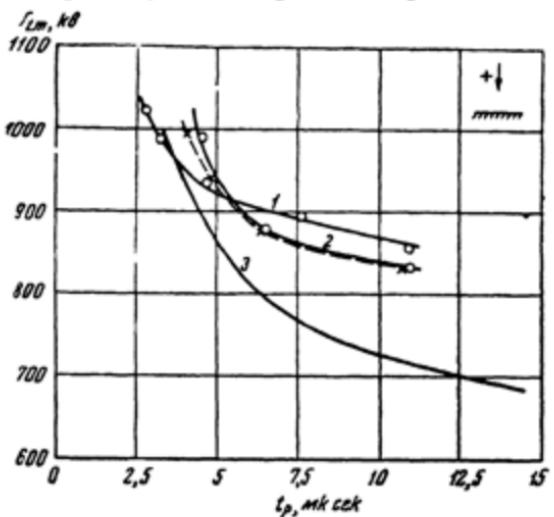
(20 % по времени) при $t_p = 3 \text{ мксек}$ и совпадение t в области напряжений, близких к минимальному импульсному.

Таким образом, предлагаемая методика дает возможность определять в/с характеристики с точностью до 5 % (по напряжению) для любой формы волны при ее положительной полярности и при $R_0 = 0,8 \div 10 \text{ ком.}$

d. Упрощенный метод построения в/с характеристик

Для пересчета в/с характеристик с волны типа стандартной на частично срезанную (фиг. VI.7, a) можно рекомендовать следующий простой метод [13].

Предположим, что до момента t_2 среза напряжения развитие процесса разряда заключалось только в сокращении длины разрядного промежутка, тогда весь процесс можно разделить на два этапа. Первый — развитие лидера в заданном промежутке S_0 при стандартной волне напряжения с



Фиг. VI. 8. В/с характеристики, полученные экспериментально:

1 — для колебательной волны; 2 — для частично срезанной волны; 3 — для стандартной волны и t_f . Пунктир соответствует в/с характеристике, построенной упрощенным методом

амплитудой U_1 ; второй — развитие его в промежутке $S_0 — l_2$ (l_2 — длина канала лидера к моменту t_2) при стандартной форме волны с напряжением U_2 .

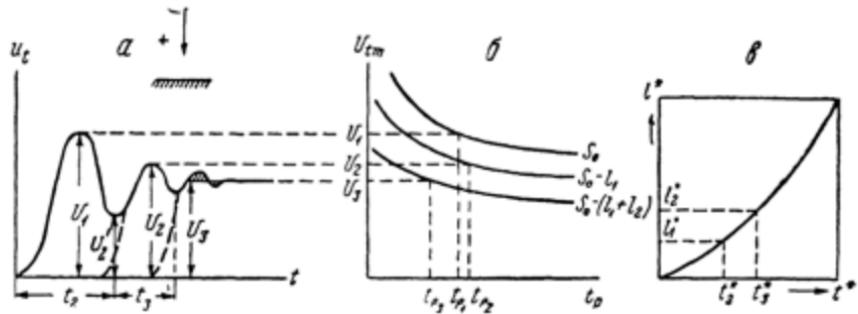
Эта гипотеза может быть подкреплена имеющимися данными о величине $E_{t_{cp}}$ (см. гл. III, В), показывающими, что падение напряжения в канале лидера относительно невелико и что в первом приближении потенциал головки канала можно считать равным потенциалу электрода.

В соответствии с изложенным определение t_p производится следующим образом. По в/с характеристике для данного промежутка при стандартной волне напряжения (фиг. VI.7, б) для U_1 определяется t_{p1} , затем для величины $t_2 = t_2/t_{p1}$ по кривым $l^*(t^*)$ (фиг. VI.7, в) определяется $l_2 = S_0 l^*$. Далее, для промежутка $S_0 — l_2$, также по в/с характеристике для стандартной волны, определяется время t_{p2} , соответствующее напряжению U_2 . Тогда $t_p = t_2 + t_{p2}$ или $t = t_{p1}$, если $t_{p1} \leq t_2$.

Проверочные расчеты, проведенные для волны, изображенной на фиг. VI.7, а, показали, что отклонения в/с характеристики, полученной таким способом, от экспериментальной не превышают 1,5 % и что только в одной точке они имеют величину 8,7 % (фиг. VI.8). Из общих соображений ясно, что эта ошибка будет тем меньше, чем меньше t_2 и U_1/U_2 .

На таком же принципе может быть основан и пересчет в/с характеристики на волну с наложенными колебаниями. Здесь также можно процесс разряда разделить на два этапа; первый — развитие лидера в промежутке S_0 при волне с амплитудой U_1 на длину l_2 ; второй — развитие его в промежутке $S_0 - l_2$ при волне типа стандартной, определяемой усреднением колебаний, с амплитудой U_{cp} .

В этом случае необходимо учесть дополнительно два параметра: длительность первого полупериода колебаний — 0,5 t_2 (фиг. VI.9) и скорость затухания колебаний. Если t_2 не превышает 2 мксек, то опреде-



Фиг. VI. 9. Упрощенный метод построения в/с характеристики для волн u_t с наложенными колебаниями:

а — волна u_t ; б — в/с характеристики для стандартной волны; в — кривая $l^*(t^*)$

ление t_{p1} и l_2 производится также, как и в случае частично срезанной волны, потому что изменениями в промежутке за время спада напряжения до U_2' можно пренебречь. Если $t_2 \geq 4$ мксек, то t_{p1} и l_2 определяются по в/с характеристике и кривым $l^*(t^*)$ для волн 1, 2/5 мксек.

При волне с колебаниями $U_2'/U_1 \leq 0,5$ и медленном затухании их ($U_2/U_1 \geq 0,85$) рекомендуется разбить подсчет на три этапа (фиг. VI.9). В первом определяется l_1 , во втором t_{p2} и l_2 , т. е. удлинение лидера за время t_3 ; при этом длина промежутка считается равной $S_0 - l_1$, а амплитуда волны напряжения — U_2' . На третьем этапе подсчитывается t_{p3} при волне типа стандартной, определяемой как усредненная из колебаний, с амплитудой U_3 .

Преимущество этого метода пересчета для волн с наложенными колебаниями состоит в том, что при применении его получается в/с характеристика, соответствующая волне с постоянным при увеличении k соотношением U_2'/U_1 , чего нет при экспериментальном получении характеристики (см. ниже и фиг. VI.15).

е. Гипотеза о постоянстве «разрушающего эффекта»

Здесь следует упомянуть еще один метод пересчета в/с характеристик, названный интегральным [14, 15]. Этот метод получил в последнее время дальнейшее развитие благодаря работам Джонса [16].

Основные предпосылки этого метода сводятся к следующему:

1. Пробой изоляции зависит не только от величины приложенного напряжения, но также и от времени, в течение которого это напряжение приложено.

2. Разрушительная сила (жесткость) волны зависит от напряжения и в меньшей степени от времени.

3. Существует некоторое напряжение, которое может быть выдержано данной изоляцией.

Интегральный метод оперирует понятием «разрушающего эффекта» (условно обозначаемого DE) волны импульсного напряжения, который считается постоянным для данного промежутка независимо от формы прикладываемой волны и ее амплитуды.

Величина DE вычисляется по формуле

$$DE = \int_0^{t_p} (u - K_1)^{K_2} dt, \quad (13)$$

здесь u — мгновенное напряжение на промежутке; K_1 — некоторое произвольно выбранное постоянное напряжение; K_2 — некоторая произвольно выбранная постоянная; t — время.

Несмотря на теоретическое обоснование некоторых положений, уравнение (13) является эмпирическим.

Затруднения с выбором константы K_1 для некоторых объектов делают необходимым переход от формулы (13) к более простому выражению

$$DE = \int_0^{t_p} [u(t)]^{K_2} dt. \quad (14)$$

Идея метода заключается в том, чтобы по в/с характеристику, полученной для данного промежутка на какой-либо волне напряжения, рассчитать в/с характеристику для волны напряжения другой формы. Практически этот пересчет осуществляется следующим образом.

На известной в/с характеристике выбирают две точки и по волне напряжения с выбранными амплитудами производят интегрирование (либо графическое, либо аналитическое), согласно (14) в пределах времени от нуля до момента пробоя t_p ; интегрирование производится для различных значений показателя K_2 . Затем строится зависимость $\epsilon = DE_1 / DE_{t_2}$ от K_2 , после чего K_2 определяется при $\epsilon = 1$.

Полученная величина K_2 используется для определения DE при различных t_p , средняя из них принимается за базисную и обозначается DE_1 .

Выбирается значение t_p и по известной в/с характеристике определяется соответствующая ему амплитуда волны U_c . Согласно (14) рассчитывается DE волны, для которой определяется в/с характеристика, причем амплитуда этой волны принимается равной U_c .

Далее определяется величина «индекса жесткости»

$$SI = \sqrt{\frac{DE}{DE_1}}.$$

Искомая амплитуда волны напряжения U_m , на которую пересчитывается в/с характеристика, для выбранного разрядного времени t_p определяется по формуле $U_m = U_c / SI$.

К сожалению, имеющиеся в работе [16] материалы не дают возможности проанализировать качество предлагаемого метода из-за неясности изложения и неточности в вычислениях. Кроме того, так как разрядный промежуток с — с, по данным Джонса, имеет практически одну и ту же в/с характеристику при весьма различающихся формах импульсных напряжений, сама идея проверки метода пересчета волн теряет смысл. Однако проведенный проверочный пересчет с в/с характеристики волны 1,5/40 мксек на в/с характеристику волны 1,2/12 мксек при условиях: $S_0 = 150$ см и $R_0 = 1500$ ом, разрядный промежуток с — п, полярность положительная, показал, что метод может быть использован для подобных пересчетов и точность, получающаяся при этом, приблизительно равна 5%.

Таким образом, метод пригоден для пересчета в/с характеристик с одной формы волны на другую при одних и тех же параметрах измерительной схемы и для волн напряжения одинакового характера, например для пересчета в/с характеристики с одной апериодической волны напряжения на другую.

Приведенная на фиг. VI. 5 кривая $[u(t)]^{K_2}$, как функция времени, показывает близкую связь величины «скорости», подсчитываемой методом Зингермана, с величиной $[u(t)]^{K_2}$.

Резюмируя рассмотрение графических и аналитических методов построения в/с характеристик, можно констатировать, что, хотя эти методы не заменяют собой экспериментального получения характеристик, однако могут быть обстоятельства, при которых воспользоваться каким-либо из них окажется целесообразным. Так, при наличии осциллограмм $u_t(t)$, полученных при экспериментальном определении в/с характеристики, можно интегральным методом или методом Зингермана построить в/с характеристики для волн без искажений, неизбежных при экспериментальном получении в/с характеристик. Методы Ицхоки, интегральный и другие могут быть применены, если необходимо иметь в/с характеристики данного объекта при большом разнообразии волн напряжения и неизменных параметрах испытательной схемы.

3 ОСОБЕННОСТИ В/С ХАРАКТЕРИСТИК ГИРЛЯНД ИЗОЛЯТОРОВ

В последнее время проявляется значительный интерес к в/с характеристикам гирлянд при кратковременном воздействии импульсного напряжения. Это вызвано отключениями на американских высоковольтных линиях, число которых значительно превышает расчетное, происшедшими от атмосферных перенапряжений, несмотря на малое (менее 10 ом) сопротивление заземления опор.

Одна из первых работ по анализу прочности гирлянд в указанных условиях принадлежит Миллеру [21]. Рассматривая характер повреждений изоляторов на линии, он пришел к выводу, что перекрытия происходили от действия импульсов с очень крутым фронтом. В результате лабораторных исследований Миллер установил, что каждый элемент гирлянды перекрывается независимо от того, что происходит на соседних изоляторах, при этом все элементы гирлянды перекрываются одновременно. Из этого следует, что время перекрытия гирлянды равно времени перекрытия одного изолятора при условии, что импульс напряжения имеет амплитуду в 2—4 раза больше U_{\min} .

К сожалению, в [21] не приведено ни одной осциллограммы тока или напряжения, что лишает нас возможности проанализировать полученные результаты.

Отметим также, что наблюдаемое Миллером прилипание искры к поверхности фарфора изоляторов, на основании чего им был сделан вывод о большой крутизне фронта волны, было давно известно [22] и относилось к значительно большим временам перекрытия ($t_p \approx 2-3$ мксек).

Позднее появились статьи Кингсбери [23], Рольфса и Фигеля [24].

Кингсбери сделал следующие основные выводы относительно импульсной прочности гирлянд без защитной арматуры.

С увеличением длины пути утечки при неизменной строительной высоте импульсная прочность гирлянды увеличивается и тем больше, чем длиннее гирлянда.

Влияние места приложения импульса напряжения (опорный или линейный конец гирлянды) невелико (~8%).

С увеличением напряжения t_p гирлянды уменьшается быстрее, чем t_p воздушного промежутка.

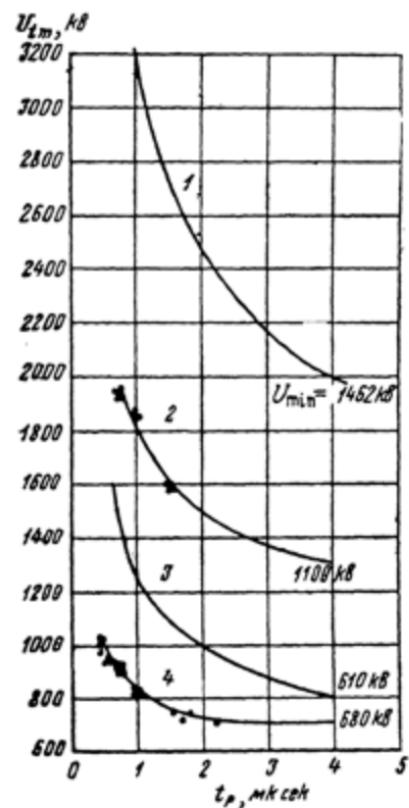
Наибольший интерес представляет работа [24]. В ней были получены в/с характеристики для длинных гирлянд (из 21 изолятора), вплоть до $t_p = 1,0 \div 0,5$ мкsec, и, что важно, сделана попытка выяснить механизм перекрытия гирлянды по воздуху (между верхним изолятором и защитной арматурой) к каскаду по поверхности фарфора при повышении напряжения. Кроме того, Рольфс и Фигель [24] проанализировали влияние таких умеренно экранирующих конструкций, как защитная арматура и траверсы опоры, на развитие разряда по гирлянде. В результате для гирлянды из 12 изоляторов с защитным кольцом на нижнем ее конце Рольфс и Фигель установили следующее.

Характер перекрытия гирлянды не зависит от крутизны фронта импульса напряжения.

Каскадирование начинается при $t_p \leq 6$ мкsec ($k \geq 1,1$), иногда частичное каскадирование наблюдается и в области напряжений, близких к U_{min} . При отрицательной полярности импульса, подаваемого на верхний (изолированный) конец гирлянды, первым перекрывается верхний изолятор.

При снижении напряжения на верхних изоляторах гирлянды наблюдается корона, вплоть до $U_{tm} = 0,5 U_{min}$. Основываясь на этих наблюдениях, Рольфс и Фигель [24] дают следующее объяснение переходу разряда по воздуху в каскад с увеличением U_{tm} . Электрическое поле исследуемой гирлянды таково, что 25% всего напряжения гирлянды должны приходиться на верхний элемент. Тогда, поскольку U_{min} одного изолятора равно 140 кВ, он должен перекрываться при напряжении 560 кВ на всей гирлянде. Отсутствие перекрытия на верхнем элементе при этом и более высоких напряжениях, вплоть до 1500 кВ, свидетельствует о перераспределении напряжения, которое

создается короной на верхних элементах (форму короны Рольфс и Фигель не указывают). Перераспределение заключается в выравнивании поля, и поэтому напряжение на гирлянде, необходимое для перекрытия верхнего изолятора, увеличивается. При перекрытии в области критических напряжений $k \approx 1$ корона выравнивает поле достаточно эффективно, так как коронные токи протекают «длительно». Кроме того, при этих напряжениях имеется хорошо развитый положительный лидер, начинающийся на защитной арматуре. Оба эти фактора способствуют развитию разряда по воздуху. При напряжениях, соответствующих $t_p \leq 6$ мкsec ($k \geq 1,1$), действие коронного тока «ограничено временем», поле выравнивается меньше



Фиг. VI. 10. В/с характеристики гирлянд:

1—18 изоляторов [24], исходная волна 1,5/40 мкsec; 2—12 изоляторов П-4,5, исходная волна 0,7/300 мкsec; 3—6 изоляторов [24], исходная волна 1,5/40 мкsec; 4—6 изоляторов П-4,5, исходная волна 0,7/300 мкsec. Во всех случаях гирлянда не имела защитной арматуры; положительной полярности напряжение подавалось на верхний конец гирлянды. Исходная волна, соответствующая кривым 2 и 4, имеет колебания до $\pm 20\%$ U_{tm} в области амплитуды при $k < 1,1$.

и потому развивается каскадирующий разряд, начинающийся на верхнем элементе. В этой работе положительным является указание разницы между полем, рассчитываемым по емкостной схеме замещения, как это обычно принято, и полем, имеющим место в действительности перед перекрытием одного из изоляторов, а также указание на роль короны в изменении поля.

Работа по анализу перекрытия гирлянд из 6 и 12 изоляторов П-4,5 без защитной арматуры, проведенная в лаборатории ВГР авторами, подтвердила результаты работы [24] относительно возможности каскадирования с прилипанием искры к поверхности фарфора при значительных ($t_p = 10 \text{ мксек}$) временах и малых (вплоть до 1,0) перенапряжениях. Подтвердился также факт влияния импульсной короны на развитие разряда по гирлянде и факт несоответствия между расчетным и действительным распределениями напряжения по изоляторам гирлянды. Однако авторы этой книги считают, что предположение [24] об уменьшении роли импульсной короны в изменении распределения напряжения по изоляторам с ростом перенапряжения неправильно. Как отмечалось в гл. III, экспериментально установлено, что последовательность перекрытия элементов гирлянды и отишление напряжения на изоляторе, перекрывающем первым, к напряжению на всей гирлянде остаются неизменными при увеличении k . Основываясь на этих двух экспериментальных фактах, мы пришли к заключению, что распределение напряжения по изоляторам не меняется с увеличением перенапряжения и что влияние импульсной короны также остается практически неизменным. Поскольку гипотеза о причине перехода разряда по воздуху в каскад, высказанная в [24], этим отвергается, истинную причину указанного процесса приходится считать неустановленной.

В/с характеристики, полученные авторами, приведены на фиг. VI. 10 совместно с в/с характеристиками из [24]. Как видно, импульсная прочность гирлянд из изоляторов П-4,5 увеличивается с уменьшением t_p , медленнее, чем у американских, что объясняется меньшей длиной пути утечки у изоляторов П-4,5. Эти в/с характеристики показывают возможность существования разрядных времен вплоть до $t_p = 0,35$ и $0,7 \text{ мксек}$ для гирлянд из 6 и 12 изоляторов соответственно при относительно небольших перенапряжениях ($k = 1,6 \div 1,7$), что противоречит утверждению Миллера [21].

4. ИСКАЖЕНИЕ СТАНДАРТНОЙ ВОЛНЫ ТОКОМ ЛИДЕРА

Одним из явлений, затрудняющих построение в/с характеристик и их стандартизацию, является искажение формы волны напряжения в процессе формирования разряда (см. гл. III, В, 2 и 3, а также [25]).

Торок [18], рассматривая получение в/с характеристик, отмечал снижение напряжения после достижения амплитуды и считал это явление следствием наличия тока стримера и образования объемного заряда.

Позднее в статье Хагенгута [19] обращалось внимание на несовпадение в/с характеристик для одинаковых промежутков, получаемых в различных лабораториях, разбирались причины этого явления и способы унификации в/с характеристик. Точка зрения Хагенгута [19] сводится к тому, что в различных схемах в процессе получения в/с характеристик волна напряжения изменяется различно из-за искажения ее падением напряжения в R_t . При этом Хагенгут считал, что различно изменяются только длительности фронтов T_f , при одинаковых t_p , в разных схемах. Получив серию в/с характеристик при различных исходных T_f и одинаковых t_p , он устанавливает зависимость между величиной T_f/t_p и U_{tm} при определенном t_p и получает в результате, что чем

больше отношение T_f/t_p , тем больше величина U_{tm} при $t_p = \text{const}$. Считалось, что эти результаты применимы и для анализа в/с характеристик, полученных при одинаковых исходных волнах напряжения, но в разных схемах; это значит, что в/с характеристики однозначно определяют $U_{tm} = f(t_p)$ для всех случаев схемы, если они построены для $T_f/t_p = \text{const}$.

В работе имеются два важных практических указания на то, что влияние схемы тем сильнее, чем больше ток, потребляемый промежутком, и что для получения наименее искаженных в/с характеристик нужно пользоваться схемами с малыми R_T и большими C_f .

Таким образом, в [19] правильно определены причины, вызывающие расхождение в/с характеристик в разных лабораториях для одного и того же изоляционного промежутка, и правильно указывается общее направление устранения этого явления. Но, так как в то время сведений о механизме разряда было недостаточно, а лидерные токи и изменение их с увеличением k не были еще исследованы, Хагенгут считал, что ток развития разряда является током короны. Неучет лидерного тока лишил возможности проанализировать процесс изменения напряжения при снятии в/с характеристик на хвосте волны.

Поэтому мнение об однозначности в/с характеристик при $T_f/t_p = \text{const}$ во всех условиях неверно. В то время Хагенгут не мог заметить того, что при больших R_T , кроме эффекта уменьшения T_f , ускоряющего разряд, наличие эффекта уменьшения T_b , приводящего к его замедлению. Поэтому, несмотря на правильность результатов, полученных при разных исходных T_f в тех случаях, когда действует только эффект укорочения фронта, переносить их на случай одинаковой исходной волны, где имеются оба эффекта, нельзя. Например, как показывают материалы гл. III, при увеличении R_T и $U_{tm} = \text{const}$ разряд замедляется, в то время как выводы Хагенгута приводят к обратному заключению. Поэтому нельзя использовать его практические предложения о построении серии в/с характеристик при $T_f/t_p = \text{const}$ для координации изоляции по ним.

В дальнейшем к этому вопросу обратились А. А. Горев и Б. М. Рябов [20], которые обнаружили и подробно изучали искажение волны $u_i(t)$ на спаде при снятии в/с характеристики промежутка провод — плоскость. К сожалению анализ этого явления, привел их к неправильным практическим выводам. Экспериментальный же результат, что увеличение R_T приводит к торможению разряда, является правильным.

Следует также отметить, что в статьях [19, 20] неверно решается вопрос об адекватности условий лабораторных испытаний изоляции и работы ее в полевых условиях, т. е. о выборе условий для получения в лаборатории таких же в/с характеристик, какими они были бы на линии.

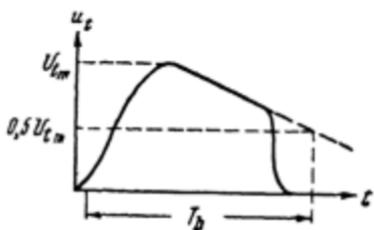
Таким образом, обе названные работы не дают полноценных указаний о практической методике получения унифицированных в/с характеристик.

Горев и Рябов, рассматривая искажение волны $u_i(t)$, считали его причиной ионный ток, вызывающий падение напряжения в демпфирующем сопротивлении R_g и индуктивности ГИН. Искажения эти были столь сильны для промежутков провод — плоскость, что из-за недостатка напряжения ГИН не удалось получить время пробоя менее 3 мксек. При критических напряжениях изменения формы волны не наблюдалось.

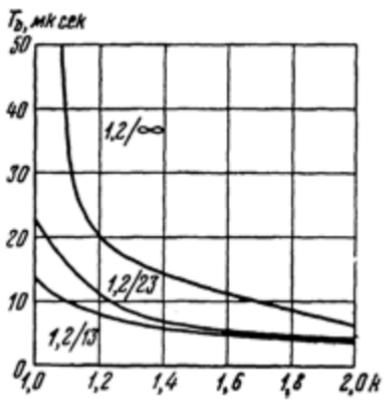
В работе [20] обращалось внимание на зависимость искажения от величины емкости ГИН и R_T . Искажения уменьшаются с увеличением емкости ГИН и с уменьшением R_g . Наименьшее использованное R_T равнялось 570 ом. Однако и при этой величине R_T наблюдались значительные искажения формы волны напряжения. Величина $R_T = 570$ ом близка

по своему значению величине волнового сопротивления Z_M канала молнии, и отсюда авторы заключили, что искажение формы волны для протяженных коронирующих электродов следует считать характерной особенностью самого явления разряда, проявляющейся и при поражении линий молнией, а раз так, то при больших k получение неискаженной волны напряжения невозможно и для сравнения результатов необходимо проводить испытания при R_T , близких по величине к Z_M .

Как отмечалось в гл. III, развивающийся импульсный разряд неразрывно связан с работой ГИН и параметрами его разрядной цепи [17].



Фиг. VI. 11. Определение параметров волны напряжения



Фиг. VI. 12. Зависимость времени T_b от перенапряжения для разных исходных волн напряжения; $S_0 = 150$ см; $R_T = 300$ ом

Количественный анализ этой взаимосвязи приводит к новым представлениям о в/с характеристиках, методике сопоставления этих характеристик, получаемых в различных условиях работы ГИН (по параметрам разрядной цепи и напряжению), и координации изоляции в условиях линии передач.

Одним из проявлений взаимосвязи параметров ГИН с разрядным промежутком, важным для анализа в/с характеристик, является искажение исходной формы волны напряжения при увеличении k (см. фиг. III. 16 и III. 32).

Оно приводит к тому, что экспериментальное получение в/с характеристики в действительности сводится к получению каждой ее точки при волне, отличающейся от исходной своими параметрами, прежде всего длиной «хвоста». Отсюда вытекает, что стандартность волны при экспериментальном получении в/с характеристик не соблюдается.

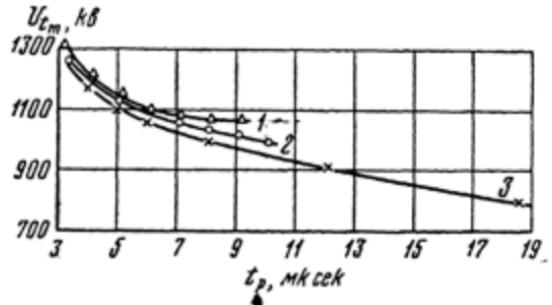
Оценим каждую волну напряжения, использованную для получения в/с характеристики, длиной ее «хвоста» так же, как это делается для стандартной волны. На фиг. VI. 11 напряжению $0,5 U_{tm}$ соответствует время T_b . Определим T_b для различных k при различных исходных волнах и построим зависимости $T_b = \Phi(k)$ (фиг. VI. 12).

Рассмотрение кривых фиг. VI. 12 показывает, что чем короче «хвост» исходной (стандартной) волны, тем относительно меньше его сокращение с увеличением k . Это объясняется тем, что уменьшение длительности «хвоста» исходной волны осуществляется при $C_0 = \text{const}$ путем уменьшения R_K (см. гл. III, В, 3).

Пользуясь фиг. VI. 12, можно выбрать для данного значения k исходную волну, которая дает на разрядном промежутке волну с выбранными значениями T_b . Таким способом принципиально можно для разных k

подобрать исходные волны, приводящие во время снятия в/с характеристики к поддержанию приблизительно одной и той же формы волны и. Практически может оказаться, что для данного значения C_0 будет невозможным обеспечить необходимые значения T_b .

В этом случае необходимо увеличить C_0 , что сдвинет характеристики $T_b = \Phi(k)$ вправо, и расширит возможности увеличения длины «хвоста» исходной волны. Необходимость получения в/с характеристики при неизменно стандартной волне выявится при рассмотрении вопроса, поставленного в разд. 5 настоящей главы.



Фиг. VI. 13. В/с характеристики при разных R_K (или T_b):

1 — $R_K = 600$ ом; 2 — $R_K = 1000$ ом; 3 — для $R_K = 250$ ом, $S_0 = 150$ см; $R_s = 550$ ом

На фиг. VI. 13 показаны в/с характеристики, снятые обычным методом при волнах 1,2 / ∞ , 1,2/13 и 1,2/23.

Наблюдаемое сближение в/с характеристик в области больших значений k объясняется уменьшением разницы в длительности «хвостов» волн в области больших k (см. фиг. VI.12).

Искажение исходной волны приводит, как уже отмечалось выше, к несовпадению в/с характеристик, снятых в разных лабораториях. Это обусловлено тем, что при различных C_0 и R_g для получения одинаковой исходной волны приходится применять различные R_0 , C_f^* и R_K (см. фиг. VI.2). Тогда, несмотря на одинаковость исходных (при $k = 1$), волны формы волн при равных U_{tm} и $k \geq 1,2$ получаются различными (см. гл. III.B, 3).

На фиг. VI.14 приведены в/с характеристики промежутков +—с—п и +—кк—п для $S_0 = 130$ см, снятые при различных схемах и исходной волне 1,2/50 мкsec. они показывают, что при сохранении исходной волны напряжения 1,2/50 мкsec в пределах, допускаемых стандартом, при широком диапазоне изменения параметров схемы 50%-ное разрядное напряжение практически не меняется и одинаково у обоих промежутков; однако при повышении напряжения (увеличении k) в/с характеристики начинают расходиться. Ниже всегда лежит та характеристика, для которой при неизменном C_f R_0 меньше (фиг. VI.14, кривые 1 и 3)**.

При неизменном R_0 ниже лежит характеристика, снятая при меньшем C_f (фиг. VI.14, кривые 1 и 2).

Величина смещения в/с характеристик больше для промежутка

* C_f — эквивалентная емкость, учитывающая влияние емкостей C_{f1} , C_S и емкости электродов, ограничивающих промежуток S_0 .

** Приведенные на фиг. VI.14 краевые являются усредненными. Однако их взаимное расположение такое же, как и у границ областей, включающих все точки каждой в/с характеристики.

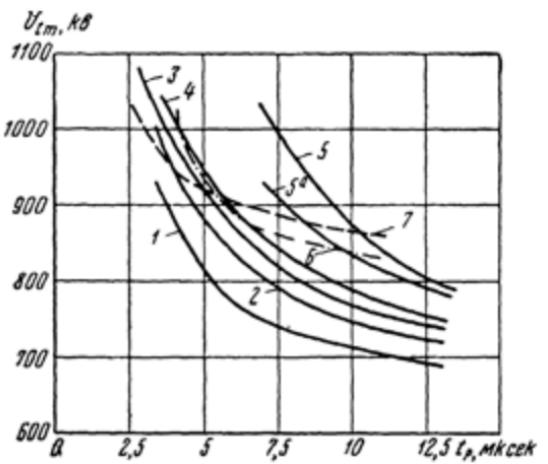
кк — п, чем для промежутка с — п. При этом расхождение в/с характеристиками промежутков кк — п и с — п различно при различных комбинациях R_0 и C_f и тем больше, чем больше R_0 и меньше C_f .

Как видно из приведенных на фиг. VI.14 данных, влияние изменения R_0 и C_f во всех рассмотренных случаях при стандартной исходной волне не превышает 10% для промежутка с — п при $t_p = 3,5 \text{ мксек}$ и 7,5% (18% по пичку см. гл. III, В, 3) при $t_p = 7,0 \text{ мксек}$ для промежутка кк — п. Экстраполяция кривых б и ба до $t_p = 3,5 \text{ мксек}$ дает для промежутка кк — п расхождение в/с характеристик 12% (30%).

Следовательно, влияние параметров C_f и R_0 на ход в/с характеристики ощущимо, хотя величина его относительно невелика. Это объясняется тем, что промежуток с — п и вообще все промежутки с непротяженным «коронирующим» электродом, как это видно из изложенного (гл. III, В, 3), при величинах R_0 и C_f , обычно применяемых для получения в/с характеристик, находятся в условиях, близких к «идеальным».

Промежуток кк — п при таких же, как и у с — п, вариациях R_0 и C_f дает вдвое большее расхождение в/с характеристик. Указанные наибольшие смещения в/с характеристик одного и того же промежутка из-за вариаций R_0 и C_f не являются пределом. Вполне возможны и большие смещения, особенно в случае промежутков с протяженным, «коронирующим» электродом, если вариации R_0 и C_f будут производиться при меньшем C_0 (и, следовательно, большем R_K , см. гл. III, В, 3).

При волне с наложенными колебаниями («колебательной») помимо уже описанного, имеется и другого рода воздействие параметров схемы на в/с характеристику. Его можно наблюдать, рассматривая взаимное расположение в/с характеристик



Фиг. VI.14. Вольтсекундные характеристики для промежутков +с—п и +кк—п, $S_0 = 130 \text{ см}$.

Кривая	$R_0, \text{ ом}$	$C_f, \text{ пФ}$	Тип исходной волны напряжения	Тип промежутка
1	512	200	Стандартный, 1,2/50 мксек	с—п
2	300	2200	То же	с—п
3	2660	200	»	с—п
4	300	2200	»	кк—п
5,6а	2660	200	»	кк—п
6	1082	200	Неполносрезанная	с—п
7	50	200	Колебательная	с—п

для волн: стандартной, частично срезанной и колебательной (фиг. VI.14). Изменение взаимного расположения этих характеристик с ростом k объясняется значительными изменениями вида «колебательной» волны при увеличении k .

На фиг. VI.15 представлена зависимость $\frac{\Delta U}{U_{cp}} = f(U_1)$, где $\Delta U = U_1 - U_2'$, а $U_{cp} = (\bar{U}_1 + U_2')/2$ (см. фиг. VI.9), из которой следует, что с ростом напряжения колебания волны сглаживаются. В результате торможение лидера на отрицательных полупериодах колебаний становится все меньше. Поэтому в/с характеристика получается сравнительно пологой и все более отдалается от характеристики для частично срезанной вол-

ны. Пересечение кривых 2 и 7 (фиг. VI. 14) происходит из-за разных величин R_0 у этих в/с характеристик (300 ом у кривой 2 и 50 ом у кривой 7); иначе говоря, при этом перенапряжении и дальнейшем его увеличении влияние R_0 на лидерный процесс оказывается сильнее, чем влияние самих колебаний.

Затухание колебаний с увеличением k объясняется влиянием лидерного процесса на схему «замещения» (фиг. VI.15), включающую помимо других элементов, переменное сопротивление разрядного промежутка — R_S . С увеличением напряжения на промежутке понижается его сопротивление R_S , а реактивная емкость C_f остается при этом постоянным и определяется периодом колебаний T_0 и величиной C_f . В нашем случае $X_C = 5000$ ом, а $R_S \leq 4000$ ом при $t \geq 1,5$ мксек и $U_1 \geq 1000$ кВ, т. е. C_f в значительной степени шунтируется R_S . Таким образом, при получении в/с характеристик для «колебательной» волны устойчивость формы кривой $u_t(t)$ зависит в основном от соотношения R_S и X_C и будет всегда тем больше, чем больше C_f .

Величина R_T в данном случае, помимо своей обычной роли, играет еще роль параметра, определяющего затухание колебаний исходной волны.

В работе Н. В. Костенко и И. Ф. Полового [26] предлагается заменить испытания изоляции частично срезанной волной испытаниями волной «колебательной». В связи с расхождением в/с характеристик для этих волн с ростом k такая замена кажется нам неправомерной.

Изложенный материал показывает важное значение унификации условий испытаний, производимых в различных лабораториях, и позволяет дать следующие рекомендации.

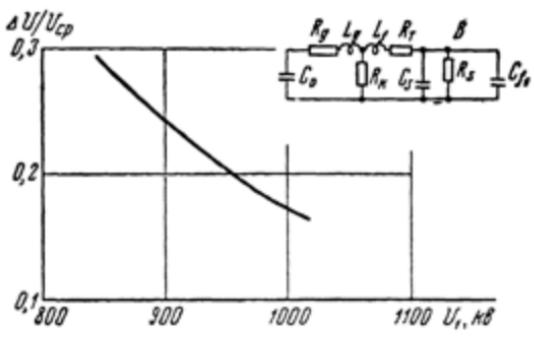
1. При использовании в/с характеристик, полученных в разных лабораториях:

- необходимо знать параметры испытательных схем;
- нужно иметь осциллограммы $u_t(t)$ для двух-трех различных точек каждой в/с характеристики.

Для унификации таких характеристик их следует пересчитывать на стандартную неискаженную волну интегральным методом [16] по осциллограммам $u_t(t)$ для ряда (не менее трех) точек каждой из в/с характеристик, что даст практически единую (расхождение менее 5%) в/с характеристику для стандартной волны без искажений (метод применим для непротяженных промежутков потому, что учитывается только изменение $u_t(t)$).

2. Смещение в/с характеристики для волны с наложенными колебаниями в основном вызывается изменением соотношения R_S и X_c , в связи с чем рекомендуется всегда брать по возможности большие величины C_f .

3. Для экспериментального получения в/с характеристик желательно иметь схемы, удовлетворяющие «идеальным» условиям для промежутков с непротяженным «коронирующим» электродом типа с — п, гирлянд и т. д., для которых можно рекомендовать следующие параметры схемы: $C_0 \geq 15000$ пФ, $R_0 \leq 150$ ом, $C_f = (2 \div 3) \cdot 10^3$ пФ. Если же осуществление «идеальных» условий невозможно, например в случае промежутков с про-



Фиг. VI. 15. Зависимость амплитуды колебаний волны от максимального напряжения. $C_f = C_f + C_s + C$ электр.; $R_g = 16$ ом; $L_g = 17$ мкн; $R_T = 25 \times 10^3$ ом; $L_f = 315$ мкн; $R_T = 34$ ом; $C_f = 150$ пФ

тяженным «коронирующим» электродом, то рекомендуется применять схемы с наименьшим из возможных R_0 и наибольшим C_f [19].

4. При проектировании новых генераторов импульсных напряжений необходимо учитывать влияние параметров испытательных схем на развитие лидерного процесса. Поэтому параметры новых ГИН должны быть такими, чтобы было возможно предельное приближение к «идеальным» условиям. Для этого должны быть выполнены следующие требования:

а) величина C_0 должна быть взята такой, чтобы при наибольшей требуемой от ГИН отдаче энергии падение напряжения на конденсаторах к моменту t_p не превышало 5% от U [3].

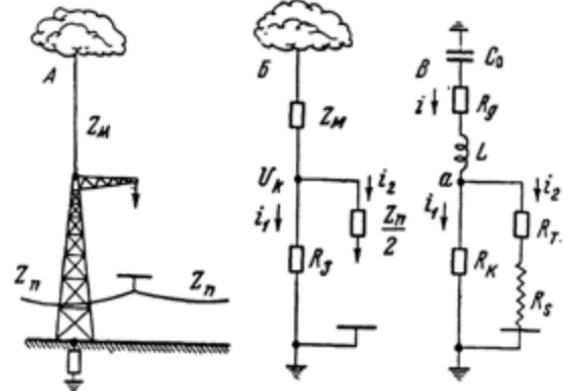
(б) величина R_g не должна превышать некоторое минимальное значение (можно рекомендовать 50 ом), чтобы обеспечить возможность варьировать R_t , не делая слишком большим R_0 .

в) величина L_g должна быть возможно меньшей для исключения значительных величин $\frac{di}{dt}$ на последних этапах лидерного процесса.

5. ВОЛЬТСЕКУНДНЫЕ ИСПЫТАНИЯ ЛИНЕЙНОЙ ИЗОЛЯЦИИ

Определим условия адекватности развития разряда в изучаемом изоляционном промежутке при лабораторных испытаниях и при прямом ударе молний в линию.

На фиг. VI. 16, А изображена схема удара молнии в опору, на траверсе которой находится испытуемый изоляционный промежуток (гирлянда),



Фиг. VI. 16. Схема замещения работы изоляции на линии и в лаборатории

а на фиг. VI.16, Б — схема замещения. Обозначим волновое сопротивление канала молнии Z_M , сопротивление заземления опоры R_s волновое сопротивление провода Z_n , роль последнего следует учитывать при быстрых изменениях лидерного тока. Высотой опоры и тросами пренебрегаем.

На фиг. VI.16, В приведена упрощенная схема ГИН с тем же изоляционным промежутком, который рассматривался в случае удара молнии в опору. Рассмотрим изменение напряжения u_i на изоляционном промежутке в схеме (фиг. VI.16, В).

Как было показано в гл. III, из-за падения напряжения в R_g и R_t происходит снижение напряжения (L пренебрегаем), приложенного к промежутку; величина u_i к концу лидерной стадии достигает от 1/2 до 2/3 начального значения. Падение напряжения $\Delta u_i(t)$ в точке a будет равняться сумме падений напряжения в R_g от тока i_1 и тока i_2 , протекающего через исследуемый изоляционный промежуток.

Ток i_2 должен быть один и тот же как в лабораторных условиях, так и в случае перекрытия изоляции при ударе молнии в опору. В схеме на фиг. VI.16, B $R_3 \ll R_S + \frac{Z_n}{2}$, и соответственно ток i_2 значительно меньше i_1 , т. е. относительное падение напряжения от i_2 в Z_M в случае удара молнии в опору будет ничтожным и, следовательно, форма волны напряжения в точке U_K обозначаемая $u_{KB}(t)$, при развитии разряда не изменится.

В лабораторных же условиях, где R_K весьма велико по сравнению с R_3 ток i_1 может быть близким i_2 . Таким образом, на падение напряжения в точке a будет иметь влияние протекание тока i_2 через R_g ; в свою очередь величина i_2 зависит от R_T и R_S .

Очевидно, что выбор величины $R_T = Z_M$ (что в соответствии с упоминавшимися рекомендациями [20] должно было бы приводить к адекватным условиям моделирования разряда в лаборатории) не решает задачи.

Если в схеме фиг. VI.16, B в точке a будет приложена такая же стандартная волна напряжения, как в схеме фиг. VI.16, A, то она сохранит свою форму лишь при $k = 1$. При $k > 1$ форма волны искажается вследствие падения напряжения от лидера тока в R_g и изменения соотношения между R_K и $R_S + R_T$ в процессе развития лидера (см. гл. III, B, 3) тем значительнее, чем больше k . Поэтому, приняв стандартную форму для волны напряжения на вершине опоры, пораженной молнией, и прикладывая эту волну к точке a в схеме фиг. VI.16, B, получим условия лабораторных испытаний изоляции, при $k > 1$ не адекватные условиям работы изоляции в полевых условиях.

Для получения адекватных условий лабораторных испытаний необходимо, вообще говоря, создать в схеме фиг. VI.16, B такие условия для разряда (форма волны напряжения и параметры разрядной схемы), при которых напряжения на промежутках в обеих схемах совпадали бы, т. е.

$$u_{KB}(t) = u_{KB}(t), \quad (15)$$

где $u_{KB}(t)$ — волна напряжения на схеме фиг. VI.16, B в точке a .

На основании изложенного для выполнения равенства (15) необходимо соблюдение следующих условий:

$$R_T = \frac{1}{2}Z_n, \quad (16)$$

$$R_3 = R_K. \quad (17)$$

Величина R_g определяется необходимостью демпфировать колебания на фронте волны и обеспечить его заданную длительность.

Условие (16) легко выполнимо; однако второе условие при выборе исходной волны с «хвостом» 40—50 мксек приводит (с учетом малых значений R_K) к практически не осуществимым большим величинам C_0 .

Однако это невыполнимое условие может быть заменено другим, значительно облегчающим проведение эксперимента.

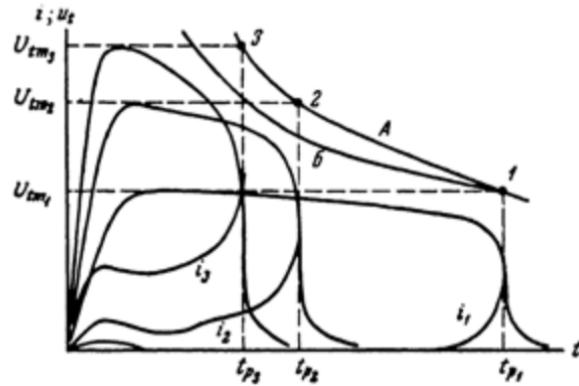
В гл. III, B, 3 и гл. V указывалось, что величина R_S , уменьшаясь в течение лидера процесса, стремится к некоторому пределу, имеющему величину не менее нескольких сот ом даже при $R_0 \rightarrow 0$. В гл. III также было показано, что выполнение условия

$$R_K \ll R_S + R_T \quad (18)$$

приводит к сохранению стабильности волны $u_{01}(t)$ в течение лидера процесса, что, согласно принятым на фиг. VI.16 обозначениям, соответствует неизменности волны напряжения в точке a схемы фиг. VI.16, B

и, следовательно, выполнению условия (15). При этом относительно большая величина предельного значения R_S позволяет выбрать приемлемые величины для R_K и C_0 .

По приближенной оценке при условии $R_K = 0,25(R_T + R_S)$ и $R_g = 100 \text{ ом}$ для снятия в/с характеристик указанного промежутка потребовалась бы выходная емкость ГИИ $C_0 \approx 0,09 \text{ мкФ}$.



Фиг. VI. 17. Качественное сопоставление в/с характеристик, снятых в условиях:

А — обычным методом; Б — при сохранении неизменной формы волны

Кроме того, можно рекомендовать метод приближенного учета погрешности, вносимой в в/с характеристику при снятии ее обычным путем, посредством пересчета методами [8, 16]. На фиг. VI.17 сопоставлены две в/с характеристики: в/с характеристика А, снятая обычным методом при стандартной исходной волне, идентичной волне молнии, и в/с характеристика Б, скорректированная интегральным методом, т. е. соответствующая сохранению неизменности формы волны (см. фиг. VI. 1, а). Как видно, характеристика Б лежит влево от характеристики А. Это означает, что действительные условия работы изоляции при воздействии молнии будут более тяжелыми, чем это следует из существующих лабораторных испытаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Peek F. W.* The effect of transient voltages on dielectrics. IV. Law of impulse spark-over and time lag. *AIEE Trans.*, 49, No. 4, 1930.
2. *Bewly L. V.* Discussion. *AIEE Trans.*, 49, No. 4, 1930.
3. См. гл. III [19].
4. *Горев А. А., Машкилайсон Л. Е.* Импульсные характеристики линейной изоляции. «Электрические станции», № 11, 1936.
5. *Горев А. А., Машкилайсон Л. Е.* Эмпирические уравнения кризисов времени разряда. «Электричество», № 13, 1935.
6. *Акопян А. А.* Влияние формы импульсной волны на разрядное напряжение изоляции. «Электричество», № 3, 1939.
7. *Garrard C. T. O.* Breakdown of dielectrics. *The Electrician*, No. 3016, march 20, 1936.
8. *Зингерман А. С.* Построение вольтсекундных характеристик изоляции. «Электричество», № 6, 1948.
9. *Зингерман А. С.* Построение вольтсекундных характеристик методом косоугольных волн. Тр. ЛПИ, № 3, 1948.
10. *Зингерман А. С., Ицхоки Я. С., Стальков П. В.* Физические основы пересчета вольтсекундных характеристик изоляции. Тр. ЛПИ, № 2, 1941.
11. *Ицхоки Я. С.* Новый метод расчета вольтсекундных характеристик изоляции. Тр. ЛПИ, № 3, 1948.
12. *Акопян А. А., Ларионов В. П., Торосян А. С.* К вопросу о влиянии формы волны на электрическую прочность. «Электричество», № 5, 1956.

13. Пулавская И. Г., Стекольников И. С. Упрощенный метод пересчета вольтсекундных характеристик. «Изв. АН СССР, ОТН», № 5, 1958.
 14. Witzke R. L., Bliss T. J. Surge protection of cableconnected equipment. AIEE Trans., 69, pt. 1, 1950.
 15. Witzke B. L., Bliss T. J. Coordination of lightning arrester location with transformer insulation level. AIEE Trans., 69, pt. 2, 1950.
 16. Jones A. R. Evolution of the integration method for analysis of nonstandard surge voltages. AIEE Trans., 73, pt. 3, 1954.
 17. См. гл. II [13].
 18. Torok J. J. Surge characteristics of insulators and gaps. AIEE Trans., 49, 1930.
 19. См. гл. III [23].
 20. Горев А. А., Рябов Б. М. Импульсные характеристики линейной изоляции. «Электричество», № 6, 1948.
 21. Miller C. J. Anomalous flashovers on transmission lines. AIEE Trans., 75, pt. 3, 1956.
 22. Техника высоких напряжений, ч. II. Под общей редакцией Сиротинского Л. И. Госэнергоиздат, 1953.
 23. Kinsbury B. E. Suspension insulation flashover under high impulse voltages. AIEE Trans., 77, pt. 3, 1958.
 24. Rolfs A. F., Fiegel H. E. Impulse flashover characteristics of long string of suspension insulators. AIEE Trans., 77, pt. 3, 1958.
 25. Стекольников И. С. О вольтсекундных испытаниях линейной изоляции. «Изв. АН СССР, ОТН», № 1, 1957.
 26. Костенко М. В., Половой И. Ф. О форме волны при импульсных испытаниях изоляции трансформаторов и аппаратов высокого напряжения. Сб. трудов ЛПИ, №1, 1954.
-

ГЛАВА VII

ДЛИННАЯ ИСКРА ПРИ ПОСТОЯННОМ НАПРЯЖЕНИИ ИСТОЧНИКА ПИТАНИЯ И МОЛНИЯ

В этой главе рассматривается длинная искра в промежутках, образованных электродами различных конструкций, при подводе к ним энергии от электростатических и каскадных генераторов высокого и сверхвысокого напряжения. Кроме того, здесь описывается развитие молнии, образованной из грозового облака. Из-за своеобразия развивающихся в облаке зарядных процессов в определенном интервале времени можно считать его источником постоянного напряжения.

A. ДЛИННАЯ ИСКРА ПРИ ПОСТОЯННОМ НАПРЯЖЕНИИ

1. ЛАВИННАЯ КОРОНА

В гл. II описывалась импульсная форма короны и рассматривался механизм ее развития при импульсном напряжении, где она проявляется в наиболее чистом виде.

Наиболее просто свойства лавинной короны можно изучать при постоянном напряжении.

Основным элементом этой формы короны как при положительной, так и отрицательной полярности коронирующего электрода является лавина электронов, размножение которой идет по экспоненциальному закону (гл. II). Самостоятельный разряд в виде лавинной формы короны существует в условиях электрических полей, имеющих две особенности:

1) в приэлектродной зоне напряженность электрического поля достаточна для образования электронных лавин;

2) узкая зона распространения высоких градиентов ограничивает мощность лавин, не давая им возможности переходить в стримерные (лидерные) образования.

Охватывающее тонкий полированный провод свечение при положительной полярности напряжения имеет вид равномерного чехла, представляющего собой внутреннюю зону короны; при отрицательной полярности провода свечение имеет тенденцию к концентрации в отдельные точки, особенно после некоторого времени существования короны. Толщина a чехла короны связана с радиусом r_0 провода формулой $a = 0,3 r_0$ (предложена Пиком).

Во внешней зоне короны, простирающейся на весь межэлектродный промежуток, происходит тихий, несамостоятельный разряд (перенос зарядов полем), поддерживаемый ионизацией в чехле.

Корона в промежутках с неравномерным полем возникает при напряжении меньше разрядного U_p . При достижении определенного напряжения U_x , называемого начальным напряжением короны (зависящего от состояния газа, геометрии электродов и типа промежутка), в цепи внезапно появляется ток (при коронировании, например, тонкой проволоки

величин 10^{-7} — 10^{-6} а), вспыхивает свечение, возникают потери энергии и электромагнитные волны (радиопомехи), слышен звук (шипение, потрескивание) и т. д. Напряжению U_k соответствует начальная напряженность поля E_k на поверхности коронирующего электрода. С дальнейшим увеличением напряжения сила разрядного тока возрастает приблизительно по квадратичному закону. Толщина чехла короны несколько увеличивается. Сила тока практически не зависит от введенного в цепь внешнего сопротивления, если значения последнего не очень велики, так как она ограничивается сопротивлением темной, внешней зоны.

Экспериментальное изучение короны показывает, что процессы в ней существенно зависят от рода газа (электроотрицательного или электро-положительного), его плотности, формы коронирующих электродов, длины промежутка, загрязнений газа и поверхности электродов и т. п.

На тонких полированных проводах в воздухе при нормальной его плотности очень трудно получить равномерный чехол короны. Чехол положительной короны при внимательном рассмотрении представляет собой, дискретно светящиеся полоски, изменяющиеся по длине и местоположению. Чехол отрицательной короны еще более неравномерен; он тоже прерывист.

При наличии на коронирующей поверхности электродов шероховатостей, пыли или заусенец в чехле короны наблюдается проскаивание тонких каналов (часто называемых стримерами); они сопровождаются импульсами тока и треском.

Эти прерывистые явления в небольших (около 4 см) промежутках острье — плоскость подробно изучались сотрудниками школы Леба (см. «Введение» [29]).

В не очищенном от пыли атмосферном воздухе, с нормальным содержанием влаги отрицательная корона с острья и тонких проводов при напряжениях несколько ниже начального напряжения U_k имеет прерывистую природу.

Элементами импульсных образований в этой, как ее называют, предкоронной стадии являются электронные лавины, мощность которых возрастает с повышением напряжения.

С увеличением напряжения возрастает частота импульсов и число коронирующих очагов на поверхности провода, что приводит к тому, что временные и пространственные пульсации тока сглаживаются и отрицательная корона приобретает все более сплошной характер. Так продолжается до тех пор, пока напряженность поля во внешней области короны не усилится настолько, что появятся элементы импульсной формы короны, рассмотренной в гл. II.

Ток короны в воздухе, образованной на отрицательном электроде (отрицательной короны), состоит из отдельных следующих друг за другом импульсов одинаковой формы и амплитуды. Частота следования импульсов тока пропорциональна величине напряжения, приложенного к промежутку, и зависит от радиуса кривизны острья (явление Тричеля). В чистых электроположительных газах (Ar , N_2 , H_2) пульсации тока отсутствуют. Импульсы тока образуются лавинами электронов.

Положительная корона при напряжениях ниже начального также состоит из прерывистых световых явлений. В ее токе отмечаются нерегулярные импульсы, прохождение которых связывают с быстро затухающими в приэлектродной области стримерами.

На полированных проводах большего диаметра (10—15 мм) чехол положительной короны имеет равномерное свечение до тех пор, пока напряжение не достигнет определенной величины, при которой возникают элементы, подобные элементу положительной импульсной короны. При отрицательной короне на таких проводах чехол короны имеет прерыви-

стый характер и структурным элементом являются нитевидные образования типа отрицательного элемента импульсной короны.

Таким образом, лавинная форма короны может проявляться как равномерное, сплошное образование лишь при положительном напряжении коронирующего электрода и в определенных физических условиях. Отрицательная корона имеет прерывистую структуру, состоящую из лавинно-стримерных образований.

При аналитическом рассмотрении короны на гладком электроде она определяется все же как непрерывный в пространстве и времени процесс образования электронных лавин в приэлектродном пространстве.

Теория лавин Таунсенда и учет пространственного заряда, предложенный Роговским, объясняют некоторые особенности газового разряда и переход его от несамостоятельной формы к коронному.

Критерием самостоятельного стационарного разряда служит равенство Таунсенда — Роговского

$$\mu = \frac{n_2}{n_1} = \gamma \left(e^{\frac{d_0}{\alpha}} - 1 \right) = 1, \quad (1)$$

где γ — коэффициент, характеризующий процессы поверхностной ионизации на границе электрод — газ; α — коэффициент объемной ионизации газа; n_1 — число электронов, вылетевших с катода в первой лавине; n_2 — начальное число электронов второй лавины; μ — ионизационное нарастание; d_0 — протяженность поля, где $\alpha > 0$.

Стационарность процесса и сравнительная простота экспериментальных методов изучения объемного заряда внешней области и вольтамперной характеристики короны на постоянном напряжении способствовали ее детальному изучению.

Эта форма короны длительно и широко изучается в связи с ее влиянием на работу линий электропередач высоких напряжений, для оценки потерь энергии, выбора рациональных конструкций проводов и т. п. Так как ионизационные процессы короны действуют разрушительно на внутреннюю изоляцию трансформаторов, кабелей, конденсаторов и других устройств, эта сторона явления короны подробно и систематически изучается. Лавинная корона при постоянном напряжении используется в электрофильтрах и других промышленных аппаратах.

Здесь корона будет рассматриваться лишь в связи с ее ролью при развитии длиной искры.

Классическим примером конструкции промежутка для получения лавинной формы короны и ее количественного анализа являются два коаксиальных цилиндра радиусами R и r_0 (промежуток ц/д).

Чтобы установить связь между током в промежутке между цилиндрами и распределением в нем напряженности поля \bar{E} , применяют уравнение Пуассона

$$\operatorname{div} \bar{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (2)$$

где ρ — плотность заряда во внешней зоне короны, а ϵ_0 — диэлектрическая постоянная вакуума. В свою очередь $\rho = Ne$, где N — концентрация зарядов ионов, а e — величина элементарного заряда.

Плотность тока j связана с ρ уравнением $j = \rho v$, где v — скорость движения ионов. Величина $v = k \bar{E}$, причем значение подвижности k различно для положительных и отрицательных ионов. В воздухе при $\rho = 760 \text{ м.м. рт. ст.}$ и 20°C $k_+ = 1,36$, а $k_- = 1,87 \text{ см}^2/\text{в.сек}$. Направление скорости ионов совпадает с направлением \bar{E} .

Совместное решение приведенных уравнений приводит к формуле

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\bar{I}}{kE_0}. \quad (3)$$

Для случая коаксиальных цилиндров с одномерным полем j одинаково во всех точках любой цилиндрической поверхности радиуса r , проведенной во внешней области короны, и определяется по формуле

$$j = \frac{I}{2\pi r}, \quad (4)$$

где I — полный ток разряда с единицы длины коронирующего цилиндра. При допущении того, что, силовые линии поля, искаженного объемным зарядом короны, сохраняют радиальность, выводится известное уравнение, связывающее напряженность поля E_r в межэлектродном промежутке с напряженностью E_i на границе коронного чехла r_i с полным током I короны, имеющее вид:

$$E_r = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{I}{2\pi\epsilon_0 k} (r^2 - r_i^2) + E_i^2 r_i^2}, \quad (5)$$

где k — подвижность ионов во внешней зоне короны.

Вследствие малой толщины чехла короны (по крайней мере при небольших напряжениях) для решения практических задач допустимо считать, что $r_i = r_0$, и принять, что на поверхности r_0 напряженность поля $E = E_k$. Величина начальной напряженности поля E_k короны экспериментально для цилиндра r_0 в коаксиальном цилиндре радиуса R определена Пиком в виде формулы

$$E_k = 316 \left(1 + \frac{0.308}{\sqrt{\delta r_0}} \right) \text{ кв/см}, \quad (6)$$

где δ — плотность воздуха. При $t^\circ = 25^\circ$ и $p = 760$ мм рт. ст. $\delta = 1$. Величина R не оказывает влияния на E_k .

Получаемые значения E относятся к любой полярности напряжения на коронирующем цилиндре. Напряженность E_k является численным выражением критерия, даваемого уравнением (1).

При сделанном допущении уравнение (5) имеет вид:

$$E_r = \sqrt{\frac{I}{2\pi\epsilon_0 k} \left(1 - \frac{r_0^2}{r^2} \right) + E_k^2 \frac{r_0^2}{r^2}}. \quad (7)$$

Напряженность поля у поверхности наружного цилиндра определяют по формуле

$$E_R = \sqrt{\frac{I}{2\pi\epsilon_0 k} \left(1 - \frac{r_0^2}{R^2} \right) + E_k^2 \frac{r_0^2}{R^2}}. \quad (8)$$

При $R \gg r_0$

$$E_R = \sqrt{\frac{I}{2\pi\epsilon_0 k}} = \sqrt{\frac{1.8 \cdot 10^{12} I}{k}} \text{ кв/см}. \quad (9)$$

Здесь I измеряется в а/см, а k — в см²/в·сек.

С возрастанием радиуса внешнего цилиндра напряженность поля у его поверхности стремится к предельному значению (9). При увеличении напряжения между данными коаксиальными цилиндрическими электродами ток I возрастает, что приводит к увеличению E_R . При этом вся кривая $E_r(r)$ поднимается вверх. Величина E_r на достаточно большом расстоянии r постоянна. Отсюда следует, что увеличение радиуса внешнего цилиндра R приводит при неизменном токе I к пропорциональному увеличению напряжения U .

Обычно допускается, что перед пробоем промежутка ц/ц ток I достигает величины, при которой

$$E_R = E_i \quad (10)$$

(а это указывает на то, что чехол короны распространяется на весь разрядный промежуток). Так как поле в зоне $R \gg r_0$ постоянно, то оно, следовательно, достаточно для ионизационных процессов во всем промежутке. Величина предпробойного тока определяется при этом из уравнения (9):

$$I_{np} = \frac{kE_i^2}{1.8 \cdot 10^{12}} [a/cm]. \quad (11)$$

Поскольку величина тока зависит от подвижности ионов k , разной для положительных и отрицательных ионов, U_p тоже зависит от полярности напряжения. В действительности I_{np} может иметь другое значение, определяемое газоразрядными условиями перехода лавинной короны в следующую стадию искры.

Пробивное напряжение промежутка ц/ц определяется величиной

$$\int_{r_0}^R E_{cp}(r) dr = U_{np}, \text{ а средние пробивные градиенты}$$

$$E_{cp} = \frac{U_p}{R - r_0}. \quad (12)$$

Таким образом, основная роль лавинной короны в разрядном промежутке состоит в том, что объемный заряд во внешней зоне короны изменяет распределение градиента, выравнивая его в промежутке при отмеченной неизменности E_k у коронирующего электрода. Перераспределение градиентов в промежутке происходит во времени, и длительность его определяется скоростью повышения напряжения и подвижностью ионов, заполняющих внешнюю область короны. Лишь при достаточно большом времени внешняя зона короны распространяется на всю длину разрядного промежутка.

Расчеты и измерения дают, что E_{cp} в цилиндрах диаметром по крайней мере 15—20 см при $2r_0 = 0,1 \div 0,5$ см достигают соответственно 17—14 кВ/см.

Опыты действительно показывают, что U_p линейно возрастает (при достаточно больших R/r_0) с увеличением R . Однако вследствие допущений, делаемых при выводе расчетных формул, экстраполяцию U_p на большие R делать нельзя.

Роль униполярного заряда в промежутке можно трактовать на основании известного равенства

$$U = U_e + U_{ob}, \quad (13)$$

где U — приложенное к промежутку напряжение; U_e — часть напряжения, обусловленная зарядами на электродах; U_{ob} — часть напряжения, компенсирующая поле объемного заряда.

При $U > U_k$ в промежутке накапливается заряд Q_{ob} , на поддержание которого идет U_{ob} , дополнительное к U_e . Величина Q_{ob} и его распределение в промежутке должны создать в последнем такую напряженность, при которой будет возможен переход лавинной короны в импульсную. В этом смысле можно говорить о *запорном действии* лавинной короны. Количественную оценку запорного действия в разрядном промежутке между коаксиальными цилиндрами можно получить сравнением U_p при постоянном и импульсном U_{pi} напряжениях. При этом в случае импульсного напряжения лавинная корона практически роли не играет, а развитие следующих стадий искры при напряжениях обоих типов идет

(см. ниже) в первом приближении одинаково. Таким образом, отношение

$$x = \frac{U_p}{U_{pi}} \quad (14)$$

может служить для выявления роли лавинной короны. На основании имеющихся экспериментальных данных для коаксиальных цилиндров $D = 10 \text{ см}$ и $d \approx 0,2 \text{ мм}$ при положительном знаке на внутреннем цилиндре

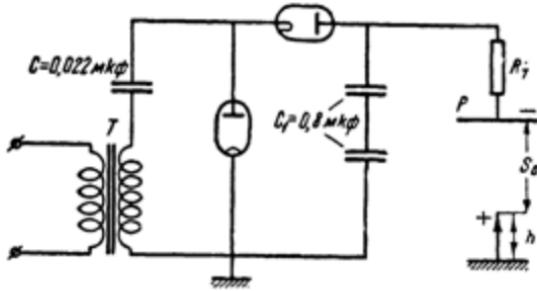
$$x = \frac{90}{36} = 2,5.$$

Численные значения x могут изменяться при других значениях D и d .

В промежутках типа с — п, ш — п и т. п., где коронирующий электрод не полностью окружен вторым электродом, — их можно назвать «открытыми» — упрочняющая роль короны может проявляться лишь частично, а некоторая специфика развития лидера при различных типах напряжения, пока не поддающаяся количественному анализу, может приводить к различным значениям x .

2. ДАЛЬНЕЙШИЕ СТАДИИ ИСКРЫ

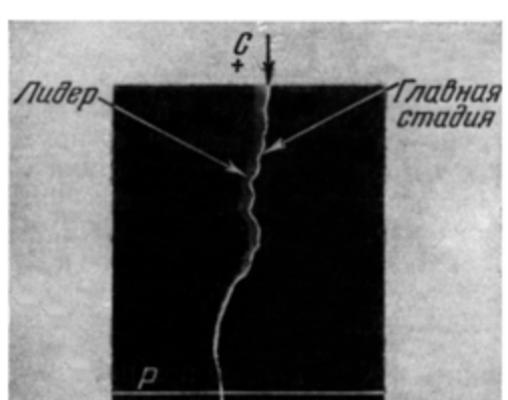
До последнего времени переход лавинной формы короны при постоянном напряжении в последующие стадии развития искры не был исследован экспериментально. При анализе развития разряда обычно говорится о «переходе короны в искру», что с учетом приведенных здесь определений не правомерно потому, что корона есть лишь одна из нескольких стадий искры. Так как начало каждой стадии искры происходит при определенном напряжении, делаемое утверждение может привести к существенным ошибкам.



Фиг. VII.1. Схема, в которой фотографировалось развитие искры при постоянном напряжении

Чтобы получить экспериментальный материал по разряду на постоянном напряжении, автор исследовал развитие искры в промежутке с — п длиной $S_0 = 37 \text{ см}$ (фиг. VII. 1) и стержне высотой $h = 27,5 \text{ см}$ (диаметром 1,5 см с полусферическим концом) при различных сопротивлениях R_T . Процесс разряда фотографировался камерой с кварцевым объективом и временной разверткой (разрешение около 10 мксек/мм). Плавный подъем напряжения на промежутке S_0 (средняя скорость 2—3 кв/сек) производился регулировкой трансформатора T . При достижении $U = U_x$ воздух, прилегающий к коронирующему электроду-стержню, начинает светиться. Возникает шипение или слабый свист. Повышение U вызывает расширение светящегося слоя. Ток в цепи возрастает, но все время остается на несколько порядков величин меньше, чем $\frac{U}{R_T}$, что означает его самоограничение внешней, темной областью.

До сих пор развитие идет в соответствии с представлениями о лавинной стадии. При некоторой величине напряжения красноватое свечение, имеющее конусообразную форму, достигает плоскости, что указывает на наличие процессов ионизации и возбуждения во всем промежутке. Величина среднего тока и здесь существенно меньше, чем U/R_T . На общем диффузном фоне свечения появляются более яркие нити и ухо улавливает потрескивание. На этой стадии явление выходит за рамки определения лавинной формы короны и приобретает черты ее импульсной формы. Можно предполагать, что внешнее отличие «кистевого» свечения на постоянном напряжении от импульсной короны обусловлено многократным появлением элементов импульсной короны. Очевидно, что развитие искры проходит после стадии лавинной короны стадию лавинно-стримерных образований, подобных импульсной короне.



Фиг. VII. 2. Фотография развертки искры на постоянном напряжении

свое начало на конце стержня и имеющих более яркое голубоватое свечение, чем продолжающее существовать ранее кистевое свечение конусообразной формы.

Эти ветви по внешним признакам являются заторможенными лидерами. На этой стадии разряда ограничение тока достигается уже внешним сопротивлением R_T . С приближением величины напряжения к разрядному значению $U_p = 180 \text{ кВ}$ появление незавершенных лидеров учащается и, наконец, происходит образование лидера, перекрывающего весь промежуток, за которым следуют главная и финальная стадии.

При фотографировании описанного процесса камерой с временной разверткой неизбежно получается засвечивание пленки предлидерными явлениями, которое делает невозможным анализ изученных стадий. Эта трудность была преодолена при помощи соответствующего светофильтра, помещенного перед объективом. На фиг. VII. 2 приведена развертка искры (в условиях схемы фиг. VII. 1 при $R_T = 150 \text{ км}$), на которой видны лидерная и главная стадии. Интервал времени между началом образования лидера и моментом сформирования главной стадии составляет приблизительно 10 мксек . Вариацией R_T в пределах $25-250 \text{ км}$ было установлено, что время развития лидера уменьшается с уменьшением R_T . Таким образом, было установлено, что при разряде в промежутке с неоднородным полем и при постоянном напряжении содержатся стадии, известные для импульсного напряжения.

Анализ полученных результатов позволяет предположить, что лидерный канал зарождается в стебле импульсной короны, подобно этому процессу при импульсном напряжении. Так как начальное напряжение импульсной короны выше при импульсном напряжении, чем при постоянном, а лидер развивается лишь после образования элементов короны, U_p должно быть больше U_p . Кроме того, в «открытых» промежутках запорное действие лавинной короны не может существенно влиять на развитие лидера, в связи с чем можно предполагать, что U_p при постоянном напряжении (для промежутка с — п длиной от нескольких сантиметров до нескольких метров) будет несколько ниже импульсного (U_{pi}) при поло-

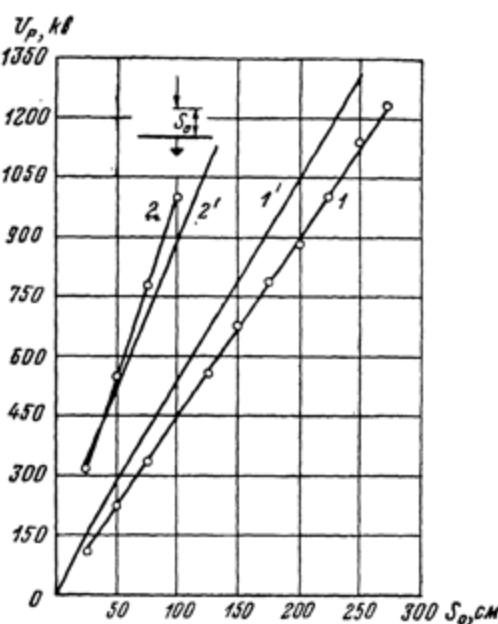
Дальнейшее возрастание напряжения приводит к появлению ветвистых образований, берущих

жительной полярности коронирующего электрода. Труднее условия сравнения U_p и U_{pi} для промежутка — с + п из-за более сложного характера развития коронных стадий. В промежутках с—с можно ожидать взаимного проникновения ионов противоположных знаков в приэлектродные области коронирующих электродов, подобно тому как это имеет место при лавинной короне.

Такое взаимодействие, облегчая возникновение импульсной короны, должно влиять на уменьшение разницы в U_p промежутков с—с и с—п.

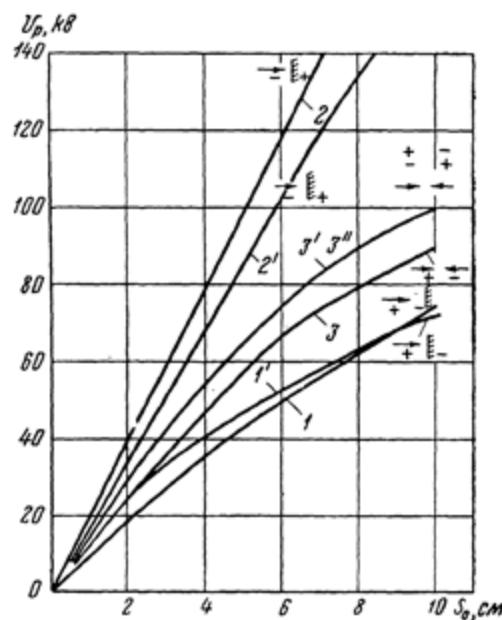
3. РАЗРЯДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

На фиг. VII. 3 приведены зависимости $U_p(S_0)$ для промежутка с—п по данным И. К. Федченко и М. Е. Иерусалимова [1]. Здесь же нанесены (1' и 2') зависимости $U_p(S_0)$, полученные при минимальных импульсных напряжениях (по усредненным данным Всесоюзного электротехнического института).



Фиг. VII. 3. Разрядные напряжения для промежутка с—п:

1 — при положительной и 2 — при отрицательной полярности постоянного напряжения [1]; 1' — при положительной и 2' — при отрицательной полярности импульсного напряжения [10, гл. I.]



Фиг. VII. 4. Разрядные напряжения промежутков с—п и с—с:

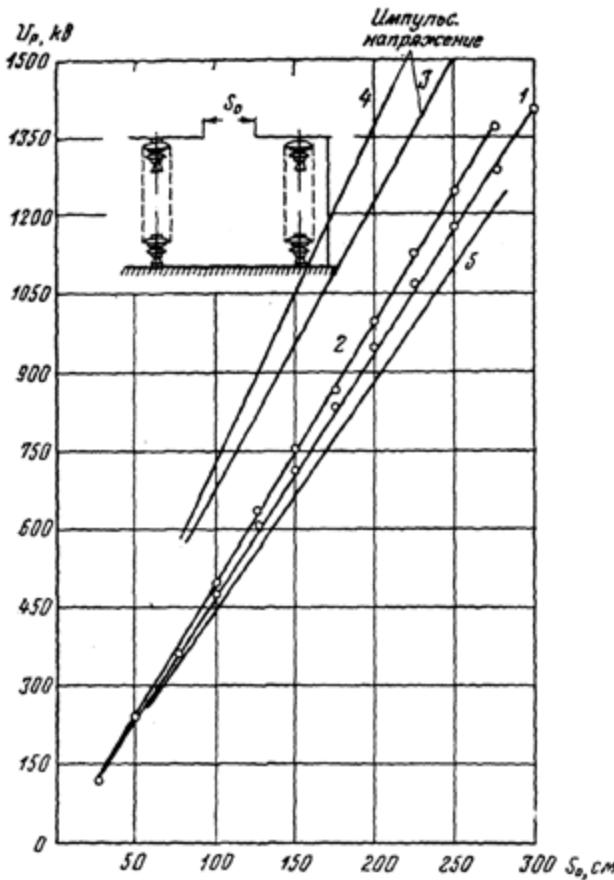
1, 2 и 3 — постоянное напряжение [26]. (Введение [6]); 1', 2', 3' и 3'' — 50% импульсное (1,5/40 мксек напряжение (там же))

Как и при других видах напряжений, в промежутках с несимметричными электродами на постоянном напряжении наблюдаются меньшие U_p в случае положительной полярности, чем для отрицательной.

При положительном импульсном напряжении характеристика $U_{pi}(S_0)$ идет на 15% выше характеристики U_p , а при отрицательной волне — на 10% ниже характеристики при постоянном напряжении. Так как само определение U_{pi} в различных лабораториях дает расхождение 7–8%, можно полагать величины U_{pi} и U_p достаточно близкими. Это соответствует предположению, сделанному в этой главе при анализе механизма

развития искры. Близки также значения U_{pi} и U_p в промежутке игла—стержень при $S_0 \leq 10$ см (фиг. VII.4).

На фиг. VII.5 приведены $U_p(S_0)$ для промежутка с—с при постоянном напряжении [1] и здесь же даны $U_{pi}(S_0)$ для импульсных напряжений, полученные при разных полярностях



Фиг. VII. 5 Разрядные напряжения для промежутка с—с:

1—2 — для положительной и отрицательной полярности; 3 и 4 — при положительном и отрицательном импульсном (50 %) напряжении; 5 — промежуток с—п при положительном постоянном напряжении

Обращает на себя внимание весьма малая разница ΔU_p между значениями U_p промежутков с—с и с—п (при $S_0 = 275$ см, $\Delta U_p = 70$ кв) по сравнению с $\Delta U_{pi} = 180$ кв при импульсном напряжении для тех же промежутков при том же $S_0 = 275$ см (согласно характеристикам на фиг. III, 22).

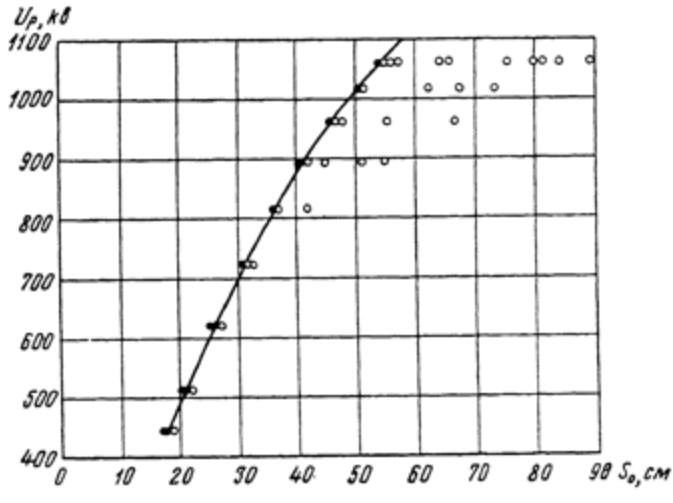
Это соответствует представлению о влиянии разнополярных объемных зарядов на поля коронирующих электродов, упоминавшемся в предыдущем разделе этой главы.

Характерной особенностью воздействия постоянного напряжения является длительность подъема его до значения U_p ; в течение этого времени в промежуток могут попадать пыль, волокна, влага или образоваться объемные заряды, приводящие к

существенным изменениям U_p . Роль этих факторов может проявляться при неизменной величине напряжения по прошествии достаточного времени, измеряемого — минутами или часами. Исследования Буверса и Кунтке [2] показали, что при напряжении выше 600 кв для промежутков ш—ш диаметром 100 см, на которых не образовывалось короны, возникали пробои при значительно больших расстояниях, чем те, что получались из расчета, сделанного для данной конфигурации, в которых градиент на поверхности незаземленного шара принимался 30 кв/см. При положительном напряжении это явление выражено значительно резче, чем при отрицательном. Для определения влияния качества поверхности сферы на длину разрядного промежутка около стены устанавливался шар ($D = 50$ см), на передней поверхности которого прикреплялся кусочек проволоки длиной несколько миллиметров.

Было установлено, что в этом случае при положительном напряжении $U = 500 \div 1500$ кВ наступал пробой уже тогда, когда средняя напряженность поля не превышала 5 кВ/см, что близко к средним разрядным градиентам в промежутке с — п. Неожиданным было появление пробоев с гладкого экрана при длине промежутка 3,7 м при 1100 кВ положительной полярности на стену; с этого же экрана при 1300 кВ на стену пробивался промежуток $S_0 = 4,5$ м, что дает средние градиенты 2,9—3 кВ/см.

Пробои промежутка наступали нерегулярно и в среднем 2 раза в час; они учащались при повышении напряжения. В этих опытах не образовывалось импульсной формы короны, а полный ток короны достигал лишь 0,1 мА. После того как в точке возникновения пробоя или вблизи нее помещалась проволока, которая при том же напряжении создавала импульсную корону, пробоев не возникало. Авторы [2] полагают, что в первом



Фиг. VII. 6. Разрядные напряжения для шаров диаметром 100 см в зависимости от расстояний S_0 между ними

случае в межэлектродном промежутке нет объемного заряда, в то время как при наличии проволоки пространство заполняется объемными зарядами, что ведет к выравниванию поля между электродами. Уменьшение числа пробоев происходит при постоянном потоке воздуха, направленном на незаземленный электрод. Эти опыты показывают, что частички пыли и волокна на проводниках в какой-то мере влияют на процесс образования искры. Пробои в том же промежутке длиной 4,5 м наблюдались и при отрицательном напряжении 1700 кВ, что дает разрядный градиент 3,8 кВ/см. Пробои при отмеченных здесь малых градиентах получили название «аномальных». В связи с этим термином следует обратить внимание, что, как это указывается в гл. VIII, пробои в промежутках с — п длиной 9 м на напряжении промышленной частоты происходят при средних градиентах 2,4 кВ/см, а предположительно в промежутке с — п при $S_0 = 18$ м и $E_{cp} \approx 1,6$ кВ/см (см. гл. VIII); молния образуется при средних градиентах вблизи поверхности земли, равных 0,3—0,5 кВ/см. Поэтому термин «аномальный пробой» может иметь смысл лишь для указания на значительный разброс в значениях U_p для данного промежутка, вызываемого пока не полностью известными факторами.

Значительные колебания значений U_p иллюстрирует фиг. VII. 6 [2], на которой показаны все пробои, полученные в одной серии испытания, при положительном напряжении на шарах диаметром 100 см. Метод из-

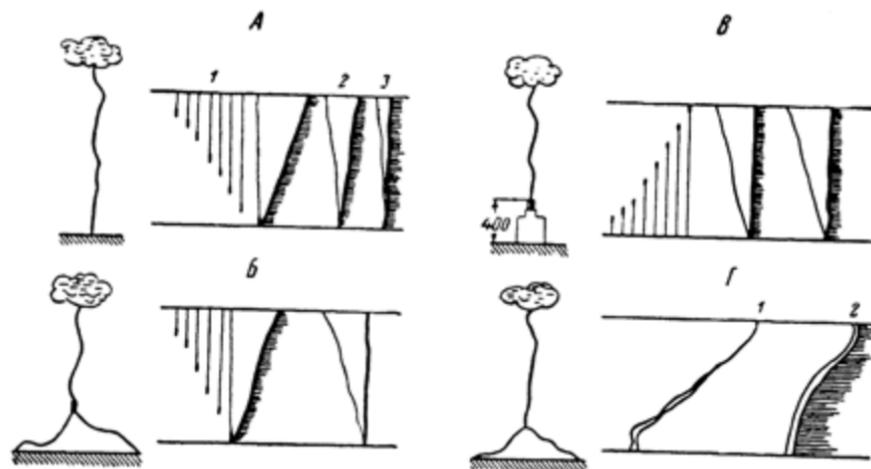
мерений состоял в том, что разведенные на расстояние 2 м шары постепенно сближались и регистрировалось то расстояние между ними, при котором происходил пробой. Величина разрядного напряжения U_p , определялась по току в известном сопротивлении.

Как видно, разброс длии промежутка S_0 становится большим уже при напряжении 900 кв. В опытах наблюдалось, что в случае $S_0 = 2$ м пробои наступали после длительного воздействия напряжением 1000 кв; средний разрядный градиент при этом достигал 5 кв/см.

Из-за значительного и все возрастающего числа «аномальных» пробоев измерения при положительном напряжении были проведены авторами [3] лишь до 1100 кв, хотя была возможность повысить напряжение до 1500 кв.

В. МОЛНИЯ

После того как в грозовом облаке накопится униполярный электрический заряд и произойдет его концентрация в определенной области, начинается развитие молнии. Характерным при этом является слабая



Фиг. VII. 7. Образование и развитие молнии при различных условиях земной поверхности:

А — над плоской поверхностью земли (трехкратная — 1, 2, 3); Б — над городом с установленной на нем металлической мачтой; В — над небоскребом высотой около 400 м; Г — над горами из гранитных пород

напряженность электрического поля вблизи земли, измеряемая лишь сотнями в/см. История изучения молнии освещалась во «Введении». Интенсивные инструментальные и теоретические исследования в этой области начались в тридцатых годах нашего столетия.

Как уже отмечалось, к этому времени процесс развития молнии наиболее полно отображался схемой Теплера (см. фиг. 1). Помимо того, Теплер приводил другую схему (см. фиг. 2), на которой основной отшнурованный высокопроводящий канал мыслился окруженным цилиндрической ионизованной зоной, простирающейся и перед его головкой.

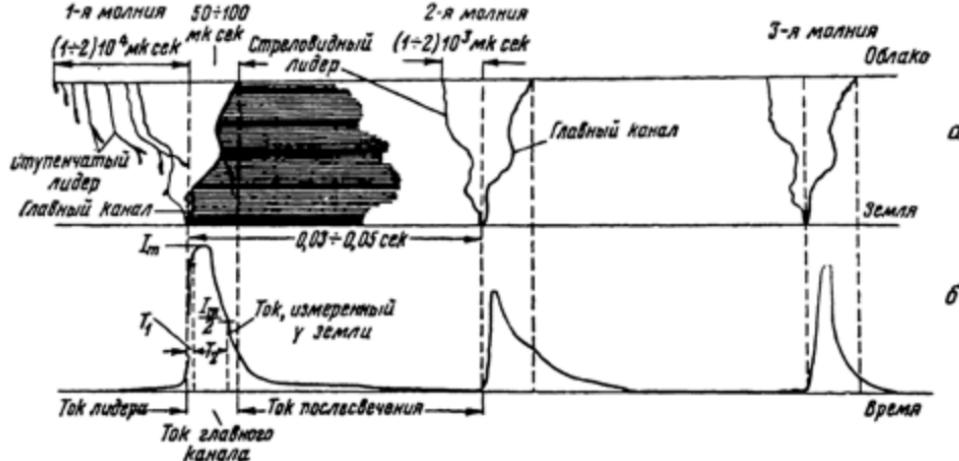
Теплер предполагал лишь одну стадию развития молнии — в современной терминологии лидерную. При этом предполагался толчкообразный процесс продвижения головки канала лидера, использующего образующуюся перед ней зону предварительной ионизации, проявляющуюся как пучок нитей с головки остановившегося канала.

Позднее были обнаружены главная стадия (называемая также стадией главного канала) и финальная. Эти стадии формируют грозовой разряд, вернее «единичную», или «однократную», молнию. В большинстве

случае вслед за описанными процессами по пути, проложенными ими в атмосфере, происходит развитие «повторных» молний. Такого рода процесс называется «многократной» или «многоимпульсной» молнией.

Исследования молний, проводившиеся в ряде стран [4—15], позволили установить основные черты ее развития в весьма различных условиях. На фиг. VII. 7 приведены принципиальные схемы образования молний.

Как видно, лидер первой молнии, происходящей из отрицательного заряженного облака, развивается в первых трех случаях толчкообразно (или ступенчато) хотя это обнаруживается не всегда. В случае весьма высокой металлической конструкции с хорошим заземлением (фиг. VII. 7. В) продвижение лидера происходит в направлении от земли к облаку, и как раз в этом случае главный канал не образуется. Такое своеобраз-



Фиг. VII. 8. Схематизированные процессы развития молний:
а — оптическая картина; б — токовая картина

ное развитие молнии объясняется, по-видимому, малой концентрацией зарядов в облаке и недостаточной его проводимостью для снабжения зарядами главного канала. Эти же причины препятствуют образованию встречного лидера, который всегда имеется при образовании длинной искры в промежутке $-c + c/p$. Описанное протекание процессов в повторных молниях означает, что в облаке успели образоваться условия свободного подтекания зарядов к месту возникновения первой молнии. Над горами из гранитных пород (случай Г) образуются своеобразные формы разрядов, в которых вверх растут непрерывные лидеры, не сопровождаемые главными каналами; это, по-видимому, обусловлено очень малой проводимостью горных пород, что приводит к вяло развивающимся, заторможенным процессам. Влияние малой проводимости грунтов на замедленное развитие длинной искры наглядно демонстрировалось лабораторными опытами [16].

На фиг. VII. 8 схематично изображено развитие троекратной молнии и указаны средние параметры, характерные для процесса.

1. ЛИДЕРНАЯ СТАДИЯ МОЛНИИ

Как видно, лидер первой из трех единичных молний продвигается толчкообразно; этот процесс был назван *ступенчатым лидером*. Согласно экспериментам, скорость головки этого лидера может превосходить $(1-5) \cdot 10^8 \text{ см/сек}$, а удлинение канала лидера за очередной толчок (называемое *ступенью*) колеблется в пределах 10—200 м.

Лидеры второй и последующих молний распространяются непрерывно со средней скоростью, чаще всего равной $(1-2) \cdot 10^8$ см/сек. Развитие главного канала происходит со скоростью $2 \cdot 10^9 - 1 \cdot 10^{10}$ см/сек. Число повторных молний достигает нескольких десятков. Общая длительность многократной молнии достигает 1,5 сек.

Вариации отдельных параметров молнии весьма велики даже у одного и того же типа молнии, как это видно из фиг. VII. 8, при этом фронт волны тока колеблется от $T_1 = 1-10$ мксек, а время T_2 спада тока от амплитудного значения I_m до $I_m/2$ изменяется от 10 мксек до многих десятков микросекунд. Максимальная крутизна нарастания тока в среднем составляет $10-20$ ка/мксек, редко достигая 50 ка/мксек.

Изменение тока, характеризуемое периодами T_1 и T_2 , называется «импульсной частью» волны, за которой часто следует длительное течение тока малой величины.

Амплитуда канального тока достигает в пределе 230 ка. Ток финальной стадии молнии может длиться сотые и десятые доли секунды, достигая соответственно тысяч и сотен ампер.

Молнии с длительной финальной стадией называются «затяжными». Количество электричества, переносимое в импульсной части токовой волны, изменяется от десятых долей кулона до нескольких кулонов. Общий заряд всех повторных молний, а также заряд, переносимый небольшим током в финальных стадиях, колеблется в пределах 2-380 к. Видимая глазом форма молнии изменяется настолько сильно, что можно лишь иметь в виду различные их типы, к тому же очень многочисленные. Таким образом, можно говорить о весьма большом разнообразии явления молнии.

Параллельно с получением экспериментальных материалов произошла разработка теории молнии.

После своих первых экспериментальных работ Шонланд и другие исследователи [10] предположили структуру лидера в виде электронной лавины, идущей от тучи к земле со скоростью, равной измеренной скорости головки лидера. Предполагалось, что электроны у головки лидера при своем быстром движении производят ионизацию. Однако это представление осталось необоснованным, потому что скорость электронов, равная 10^9 см/сек (а наблюдались и большие скорости головок лидеров), может быть создана полем напряженностью $4 \cdot 10^6$ в/см, существование которого весьма проблематично. Были сделаны различные предположения о возможных механизмах быстрого продвижения ступенчатого лидера [17], которые, однако, не привели к удовлетворительному решению вопроса.

Вскоре было выдвинуто [10] предположение о том, что ступенчатому лидеру предшествует «пилот-лидер», подготавливающий первому путь ионизации воздуха электронами. Эта гипотеза позволяла объяснить большие скорости головки ступенчатого лидера. Средняя скорость пилот-лидера была определена равной $4,5 \cdot 10^7$ см/сек с колебаниями в пределах $(1,5-8) \cdot 10^7$ см/сек. Однако отсутствие экспериментального доказательства существования пилот-лидера привело к созданию ряда противоречивых теорий, определяющих его параметры; много внимания уделялось определению его радиуса.

Так Гудлет [18] определяет радиус R канала лидера, исходя из условия, что градиент на поверхности цилиндра длиной l , вмещающего заряд Q , не должен превосходить 30 кв/см, что близко к пробивной прочности воздуха. На основании формулы $E = Q / 1810^9 / R l$ кв/см, вытекающей из теоремы Гаусса, предположив, что удельный заряд $Q/l = 5 \cdot 10^{-6}$ к/см, находим $R = 3,0$ м, при этом объемная плотность заряда в цилиндре равна $1,8 \cdot 10^{-11}$ к/см³.

Небезынтересно проследить развитие учения о природе молнии после первых попыток объяснения ее ступенчатого лидера.

Согласно Мику [9], картина продвижения ступенчатого лидера такова. В районе облака, где градиент потенциала достигает величины, близкой к 30 кв/см , возникает пилот-стример, представляющий собой цилиндрический канал с полусферической головкой, заполненный ионами и электронами. На головке пилота происходит ионизация толчком существующими электронами или фотоэлектронами, вызванными ультрафиолетовым светом, излучаемым самой головкой. Основными характеристиками пилота являются постоянно текущий в его канале ток $i = 0,1 \text{ а}$, радиус канала $R = 0,3 \text{ см}$ и скорость движения головки $2 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$. Плотность ионов в канале пилот-лидера равна 10^{11} см^{-3} .

Пилот развивается в течение 50 мксек , и за это время в его хвостовой части плотность ионов падает на порядок величин.

В связи с этим сопротивление r его канала увеличивается настолько, что величина продольного градиента достигает пробивных значений (свыше 40 кв/см), благодаря чему происходит «пробой» канала пилота. Этот процесс и является ступенью лидера. Во время пробоя по каналу лидера протекает импульс тока с амплитудой 2000 а , в результате чего в устье канала около облака происходит падение потенциала, что ведет к уменьшению тока и прекращению движения ступени лидера. Перекрытие каналом пилота подводит новую порцию энергии к головке лидера, благодаря чему происходит образование следующей ступени. Теория Мика подверглась существенной критике [5, 19].

Чпор [38] в своей теории рассматривает канал лидера как проводящую плазму с градиентом, колеблющимся в пределах $10-100 \text{ в/см}$, а головку лидера как металлическую иглу. С головки остановившегося отрицательного канала отходят электронные лавины с большой скоростью, обусловленной интенсивной фотоионизацией. В начальной стадии развития этой лавины диаметр ее канала не превосходит $0,01-0,1 \text{ см}$. По мере удлинения лавины и перемещения ее в область слабых полей токи в ней снижаются, начинает сказываться в большой мере сила отталкивания между электронами, благодаря чему канал расширяется со скоростью 10^7 см/сек . При этом электроны захватываются молекулами газа и теряют скорость, за время 50 мксек диаметр канала достигает и даже превышает 100 см .

В этот период ток в канале, снижаясь примерно вдвое, продолжает течь из-за наличия у канала запаса энергии в индуктивности. Увеличение заряда области, пройденной лавиной, увеличивает градиент на головке лидера, вследствие чего движение ее возобновляется с большой скоростью. Теория Чпора содержит ряд интересных соображений, которые были использованы при дальнейшем развитии теории ступенчатого лидера. Однако она не отображает полностью механизма процесса ступенчатого лидера.

Брус [21] считает, что развитие разряда в области слабых полей ($0,3 - 0,5 \text{ кв/см}$) возможно благодаря значительной проводимости канала. Удлинение канала лидера происходит в результате скачкообразного преобразования тлеющего разряда в дуговой после достижения тока в 1 а .

Считается, что большие токи лидера молнии (до 5000 а) обусловливаются коронированием лидерного канала по всей длине.

Принимая в качестве примера потенциал пространства относительно американского небоскреба высотой около 400 м равным $U_0 = 2 \cdot 10^6 \text{ в}$ и исходя из формулы, связывающей ток коронирования канала лидера с U_0 , Брус находит длину зарегистрированных ступеней развивающегося от здания вверх ступенчатого лидера, которая близка к зарегистрированным величинам.

Теория Бруса обосновывается рядом положений и допущений, нуждающихся в экспериментальном подтверждении. Так, например, пульсация в канале значительных электрических зарядов должна приводить к соот-

всевозможным колебаниям потенциала на антenne, установленной в районе возникновения молнии в течение лидерной стадии, чего в действительности не наблюдается. Еще при наших экспедиционных измерениях 1938 г. были получены осцилограммы напряжений на антенах, анализ которых показал, что во многих случаях разрядов как на землю, так и между облаками имеется совершенно гладкий ход кривых изменения потенциала. Эти результаты были подтверждены исследованиями 1939 г. [6].

Значительное число осцилограмм, однако, содержит на быстрых взбросах потенциала высокочастотные колебания, осью которых является плавная кривая изменения потенциала. Эти явления должны быть отнесены к колебаниям тока в формирующемся канале лидера, а не к ступенчатому его продвижению.

Наконец, в ряде случаев осцилограммы показывают ступенчатое нарастание потенциала. В этих единичных случаях длина ступеней изме-
ряется сотнями микросекунд. Наличие ступеней лишь в одной какой-либо части лидерного процесса показывает на нерегулярность и случайность процесса их появления. Схему, подобную предложенной Теллером, за основу описания процесса ступенчатого лидера молнии принял В. С. Ко-
мельков [22]. Зона вокруг отшнурованного хорошо проводящего термо-
ионизированного канала принимается при этом заполненной зарядом. Ра-
диус ее оценивается умозрительно равным 10 м.

Ступенчатость лидера объясняется тем, что пространственный заряд, образовавшийся в области у головки лидера за время паузы в его движении длительностью 50 мксек, компенсируется разрядом лидерного канала на эту область вновь образующегося элемента канала лидера.

Разряд емкости канала вызывает снижение его потенциала на 5 % от начальной величины, а это в свою очередь ведет к паузе в его движении.

Таким образом, лидер молнии рассматривается [22] как процесс, при котором периодически возникает ослабление ионизации и образование экранирующего слоя объемного заряда.

В таком виде схема имеет качественный характер. Она нуждается в разъяснении основного положения об остановке лидера при малых пульсациях потенциала, особенно если учесть то, что описанные процессы носят плавный характер и не могут создавать условия для образования быстрой ступени. Были высказаны и другие замечания [23].

Интенсивно развивающиеся исследования механизма искры в длинных промежутках позволили выяснить многие детали лидерного процесса, что в свою очередь заставило пересмотреть представления о первом лидере молнии.

В последнее время Шонланд [23] значительно видоизменил теорию образования ступенчатого лидера.

Общая схема двухстадийного развития первого лидера, описанная ранее, осталась неизменной: слабо ионизированный пилот-лидер после продвижения на 10—80 м со средней скоростью $v_p = (1,5 \div 8) \cdot 10^7$ см/сек перекрывается продвигающимся со скоростью $5 \cdot 10^9$ см/сек сильно ионизированным и хорошо проводящим каналом ступенчатого лидера, после чего этот процесс вновь и вновь регулярно повторяется. Однако параметры лидера получили у Шонланда разительные изменения. Так, вместо радиуса R лидера порядка 1 см, принимавшегося в первых работах Шонланда и др., теперь принимается радиус $R = 2,5$ м. Ток головки лидера молнии, который определялся Шонландом по исправленной формуле Рюденберга [20]

$$i = \frac{REv_p}{18 \cdot 10^{11}} \quad (15)$$

равным $i = 0,1$ а, теперь имеет величину $i = 320$ а. Очевидно, что исход-

ные экспериментальные данные оказались недостаточно надежными для однозначных оценок этих параметров.

Существенным является предположение о постоянстве тока, текущего через канал лидера и пилота, в течение времени развития последнего в канал лидера.

Средняя длительность паузы ступенчатого лидера принимается равной 50 мксек. Остановка движения канала лидера наступает, по мнению Шонланда, из-за снижения градиента потенциала на его головке, вызванного тем, что развивающийся пилот оставляет в своем канале избыточный отрицательный заряд q , который снижает начальный градиент с 30 до 6 кв/см. При этом градиенте происходит захват свободных электронов, переносивших ток из канала лидера в пилот, атомами воздуха, ток канала прекращается и он останавливается. Свободные электроны, однако, продолжают существовать впереди головки канала лидера. Используя идею Чпора (гл. III [6]) об индуктивном свойстве канала, Шонланд считает, что свободные электроны благодаря этому эффекту будут продолжать движение в направлении головки пилота. Благодаря этому движению вблизи головки неподвижного канала лидера создается положительный пространственный заряд, который увеличивает напряженность поля в этом месте. После достаточного усилия градиента начинается трансформация слабопроводящего канала пилота в термоионизированный канал большой проводимости. Этот процесс вызывает кратковременный (длительностью 1 мксек) всплеск тока с амплитудой 1000 а. Внешне это и проявляется как ступенчатое продвижение лидера.

На основании сделанных предположений Шонланд выводит уравнение, связывающее длину ступени l с радиусом R каналов пилота и лидера и удельного заряда q этих каналов:

$$\frac{qR}{l^2} + \frac{q}{l+R} \leq 20. \quad (16)$$

При $q = 2,4 \cdot 10^4$ электростатических единиц на 1 см и $R = 2,5$ м величина $l \geq 12,5$ м, что не противоречит наблюдавшимся значениям длины ступени.

Шонланд считает возможным распространить это уравнение и на такой отдаленный случай, как поверхностный разряд в масле, рассмотренный в разделе С гл. III.

В изложенном виде теория, однако, базируется на ряде предположений, недостаточно обоснованных или спорных. Неубедительной является попытка сопоставить отношение длины ступени лидера к его радиусу у молнии с отношением длины разрядного промежутка к радиусу в области свечения вокруг канала лидера для случая импульсного пробоя, описанного Хагенгутом и др. [24]. Такое сравнение неправомерно, так как здесь, в отличие от молнии, искра развивалась между двумя стержнями при $S_0 = 5$ м, причем с заземленного электрода развивался длинный лидерский канал. Следует также подчеркнуть различие между явлениями импульсной короны и пилота молнии.

Недостаточно убедительно качественное описание механизма продвижения пилота (по существу отличающегося от лавинно-стримерного процесса) на значительные расстояния (10—200 м).

Предположительный процесс изменения градиентов у головки остановившегося лидера благодаря избыточным электронам и допущение длительного (50 мксек) существования свободных электронов находятся в противоречии с известными положениями теории газового разряда.

Неправильно также говорить об одинаковой плотности тока в термоионизированном сплошном канале и пилоте, состоящем из светящихся нитей. Описанная теория не объясняет вспышку свечения вдоль всего лидера

в момент образования ступени, сильно отличающуюся своей интенсивностью от свечения ступени.

Результаты изучения свойств импульсной короны и ее механизма делают возможным предположить, что функции пилот-лидера выполняются вспышками импульсной короны с головки остановившегося ступенчатого лидера, как это наблюдается у остановившегося лидера длинной искры (гл. III). При этом пилот-лидер как процесс, распространяющийся с постоянной скоростью, отпадает. Теорию лидера, базирующуюся на таком представлении, недавно развел Гриском [37]. Эта теория предсказывает появление кратковременного импульса тока, предшествующего току главного канала молнии, создающего при ударе в опору кратковременный всплеск напряжения, действующий на изоляцию.

Упомянутая теория лидера молнии нуждается в дополнительной разработке и экспериментальной проверке.

В гл. III рассматривался вопрос об избирательной поражаемости искрой хорошо проводящих включений в слое земли. В реальных условиях молния может преимущественно поражать хорошо проводящие включения в гранитах, известняках, песке и других породах. Часто наблюдаются поражения ручьев и рек, текущих в ущельях. Более подробно эти вопросы освещены в [5, 15]. На избирательности поражений молнии основано защитное действие молниевыводов, хорошее заземление которого облегчает рост встречного лидера, «перехватывающего» лидер из облака.

2. ГЛАВНЫЙ КАНАЛ МОЛНИИ

По мере приближения головки лидера к земле ее высокий потенциал резко увеличивает градиенты в воздухе, что способствует интенсивной ионизации в промежутке головка — земля. Создание хорошо проводящей плазмы при наличии электрического поля способствует нейтрализации избыточных зарядов канала лидера и окружающей его слабо ионизированной области. Постепенно в этой области происходит отшнурование канала со сравнительно малыми продольными градиентами и потенциалом, близким к потенциальному земли. Этот процесс представляет собой фронтовую часть развивающегося главного канала. Появление воспринимаемого визуально отшнурованного канала сопровождается быстрым возрастанием тока. Некоторые соотношения, позволяющие на основании закона изменения плотности избыточного заряда лидера вдоль канала и скорости движения головки главного канала определять изменение тока в главной стадии молнии, были даны автором [39], а также Брусом и Гольдом [11]. Однако более точное описание физических процессов, протекающих в момент приближения лидера к земле и в переходной стадии, ведущей к появлению главной стадии, остается затруднительным и в настоящее время.

Еще более сложны процессы при прямом ударе молнии в металлическую опору линии электропередачи. В этом случае с верхушки опоры на встречу опускающемуся отрицательному лидеру растет лидер, создающий в воздухе положительно заряженный термоионизированный канал. Развитие собственно главного канала молнии в этом случае начинается над опорой.

Уточнение протекающих здесь физических процессов имеет существенное значение для расчетов молниезащитных мероприятий. Этой работе уделяется большое внимание.

Структура главного канала и вызываемого им послесвечения детально изучалась оптическим методом Маланом и Колленсом [40]. На фиг. VII, 9 изображена структура световых компонент главного канала молнии (AE), имеющей три ответвления ($1'$, $2'$, $3'$) в точках B , C , D . Фотография показывает, что компоненты 2 и 3 образуются в момент (согласно анализу

с точностью 10 мксек) подхода компоненты *I* к точкам разветвления *C* и *D*.

Длительность *T₀* существования компоненты (определенная интервалами *aα*, *bβ*, *cγ*, *dδ*) и интервал *T_i* от начала отсчета времени (точка *a*) до начала образования компонент (точки *b*, *c*, *d*) связаны определенным образом с порядковым номером компоненты (*1, 2, 3, 4*).

Длительность (*T₀*) компоненты, по-видимому, эквивалентна времени «заряда» (или «разряда») соответствующей ветви. Скорость продвижения компоненты точно установить не удалось, вероятно, она больше 10^{10} см/сек и приближается к скорости света. Направление распространения компоненты также не установлено.

Наблюдались компоненты, не связанные с разветвлениями, которые заполняют весь промежуток земля — облако. Из девяти случаев в двух компоненты развивались снизу, а в остальных — сверху. Четыре такие «облачные» компоненты имели скорости от $2 \cdot 10^9$ до $4,7 \cdot 10^9$ см/сек. Число компонент чаще всего равняется четырем, в одном случае их было 20.

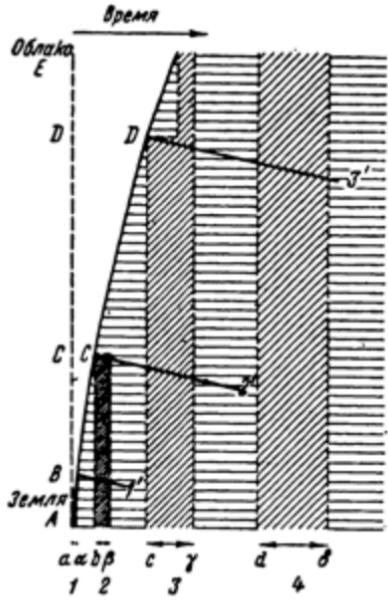
Свечение вдоль главного канала может существовать относительно долго (длительность свечения определяется, помимо всего прочего, качеством объектива). Наиболее частые интервалы свечения — порядка 1000 мксек, в исключительных случаях они варьируют от нескольких сотен микросекунд до 0,5 сек. Свойства послесвечения, по-видимому, не имеют отношения ни к типу разряда, ни к его интенсивности.

Для иллюстрации всего процесса течения тока молнии на фиг. VII. 10 приведены осциллограммы, полученные при помощи шлейфового осциллографа Бергером при регистрации молнии, поразившей высокую мачту, установленную на горе [14] *. Такого рода регистрации были получены ранее в Америке. На фоне затяжных токов порядка сотен ампер появляются импульсные составляющие, которые соответствуют повторным процессам лидер — главный канал. Амплитуды токов определялись при помощи электронных осциллографов.

Как видно, например, из осциллограммы *a* первому импульсу тока предшествует небольшой ток, длящийся около 0,15 сек. Более значительные токи длительностью около 0,25 и 0,44 сек видны на осциллограммах *b* и *c*. Эти длительности превышают время развития ступенчатых лидеров в десятки раз. Подобные явления не предусматриваются теориями развития молний и должны подвергнуться всестороннему анализу.

Обращают внимание громадные заряды, протекающие через каналы молний, в нескольких случаях превышающие 350 к.

Большой интерес представляет одновременная регистрация тока молнии шлейфовым осциллографом и фотография, полученная скоростной камерой. Молния поразила металлическую опору высотой 70 м, установленную на горе. Фотография на фиг. VII. 11, *a*, полученная статической камерой, показывает, что молния, поразившая опору, имела ответвление, заканчивающееся на поверхности горы в очень плохо проводящих доло-

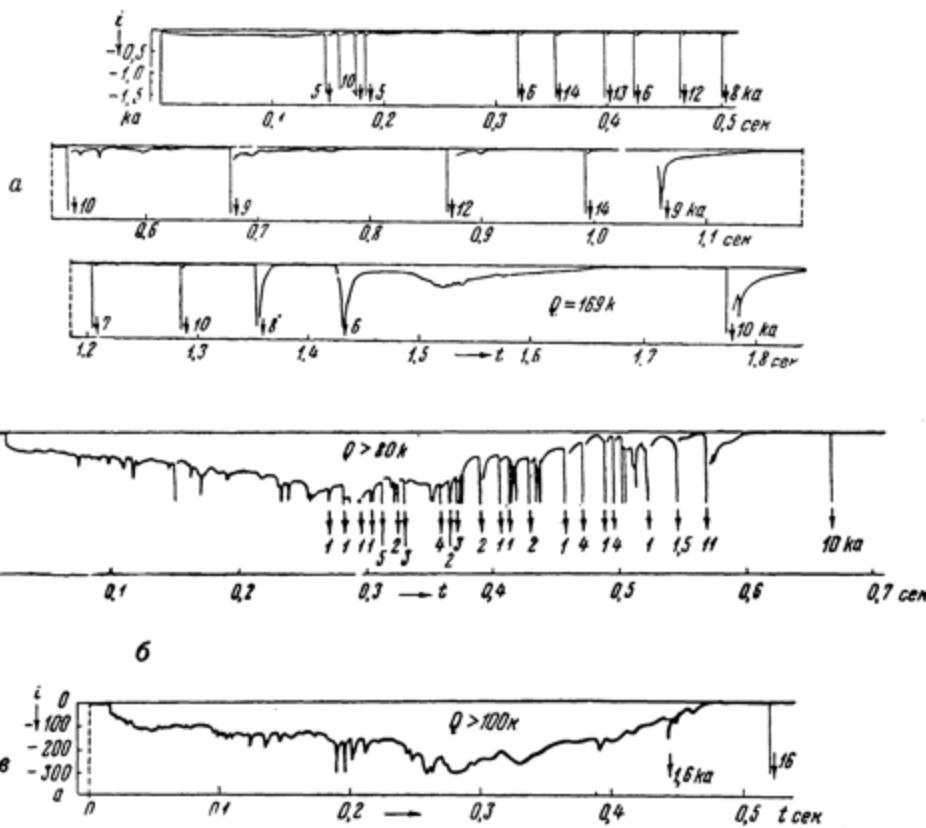


Фиг. VII. 9. Схематическое изображение структуры световых компонент молнии, имеющей три разветвления

* Оттиск статьи был любезно предоставлен автору К. Бергером.

митовых скалах; а последующие молнии такой ветви не имели. Фотографии фиг. VII, 11, б, в, г показывают развертки трех последовательных импульсов. Разряд начинается в облаке, и первый лидер имеет ступенчатый характер.

Ток начинается (фиг. VII. 12) с отрицательного импульса амплитудой около 19 ка. Последующие импульсы имеют амплитуды 10 и 2 ка. Таким



Фиг. VII. 10. Несколько шлейфовых осциллограмм токов молний, поразивших молниеприемную опору на горе [14]

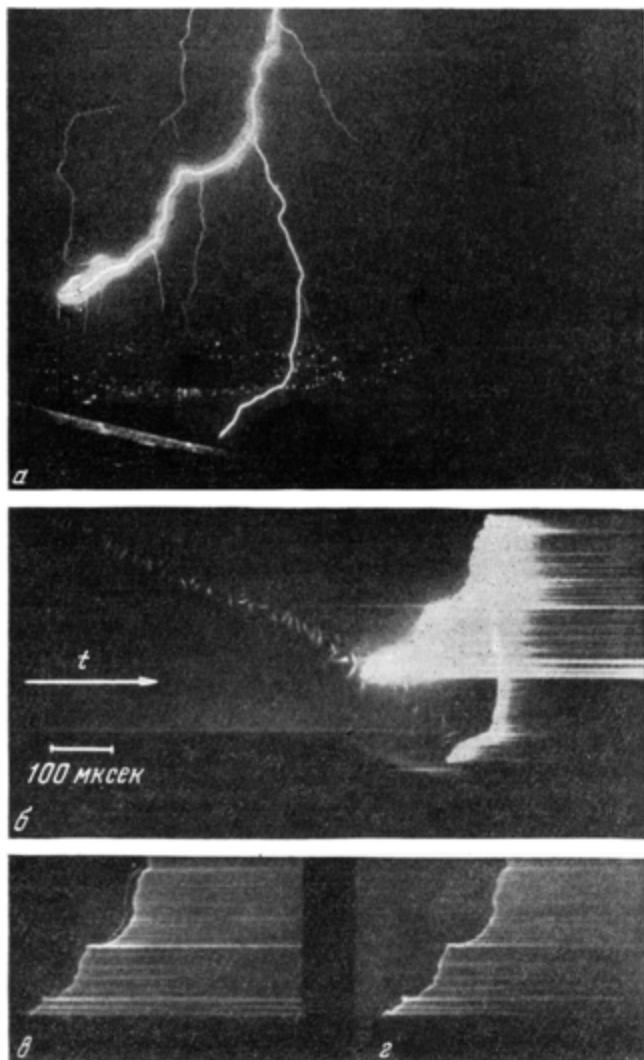
образом, из осциллограммы отчетливо видно, что главным каналом не предшествовал лидерный ток. Следует обратить внимание на то, что хотя в верхней части металлической опоры была установлена 18-метровая металлическая штанга, лидер попал в конструкцию самой опоры. Вопреки фотографиям, полученным при поражении американского небоскреба (см. ранее), здесь с верхушки опоры встречный лидер не развивался, а после поражения ее ступенчатым лидером образовался главный канал.

В момент касания лидером опоры из конца стержня появился пучок ветвей, которые на развертке видны как почти параллельные полосы.

Помимо этих фотографий, были получены снимки разрядов, развивающихся с горы вверх; один из них имел вид непрерывно удлиняющейся нити без сопровождения ее отшинурованным каналом. Второй разряд развивался также без ступеней и плавно перешел в яркое свечение, длившееся несколько десятых долей секунды.

Эти регистрация указывают на принципиальное различие в механизме развития разряда молнии при внешне одинаковых условиях, что заставляет с большой осторожностью относиться к часто делаемым обобщениям.

Для сопоставления тока канальной стадии искры и молнии большой интерес представляют токи прямых ударов молний в высокие объекты. На фиг. VII. 13 приведены осциллограммы тока главного канала молнии, зарегистрированные при помощи электронных осциллографов. Осциллограмма (фиг. VII, 13, a) получена при поражении грозовым разрядом вертикального троса, поднятого над землей на 800 м [5]. Ток протекал через



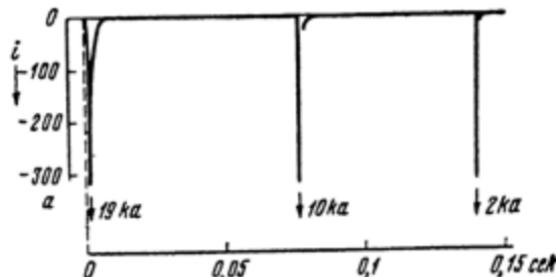
Фиг. VII.11. Фотография молний, поразивших металлическую опору, установленную на горе:

а — фотографии статическим аппаратом; б — первая молния со ступенчатым лидером; в и г — повторные молнии

активное сопротивление, включенное у заземленного конца троса. Осциллограммы б и в, опубликованные Мак Икрон [13], получены при ударе молний в высокие сооружения. Осциллограммы г, д, е изображают токи молний, поразивших высокую опору, установленную на вершине горы [14]. Как видно, на всех этих регистрациях характер протекания тока схож. Следует подчеркнуть, что на всех осциллограммах не заметно лидерного тока или явно выраженного его перехода в ток главного канала.

Отношение I_k/I_{lm} (фиг. IV. 2) в длиной искре увеличивается с ростом тормозного сопротивления R_T . Возможно, что при грозовом разряде амплитуда канального тока значительно больше максимального тока лидера.

Так как измерения делались в различных условиях заземления и грунта, остается предположить, что грозовой разряд образуется в условиях больших внутренних сопротивлений облака. Волна тока (фиг. VII. 13, ж) зарегистрирована осциллографом при помощи рамочной антенны при ударе молнии в равнину [15].



Фиг. VII. 12. Токи трех молний, изображенных на фиг. VII. 11
(записаны шлейфовым осциллографом)

В связи с созданием надежной и экономичной молниезащиты (грозозащиты) линий электропередачи, промышленных и сельскохозяйственных сооружений необходимо знание основных расчетных характеристик молний и прежде всего амплитуды волны тока (I_m) и максимальной крутизны фронта этой волны (k_m). В течение ряда лет во многих странах интенсивно велись массовые измерения названных параметров, благодаря чему были установлены вероятности появления I и k_m .

Результаты измерений, проведенных в СССР, даны в [5, 29].

Попытку создать теорию главноканальной стадии молний и произвести количественный анализ изменения напряжения и тока в месте прямого удара сделал Лундхольм [30].

При составлении дифференциальных уравнений Лундхольм исходил из следующих предпосылок: плотность тока δ в главноканальной стадии молний, а также температура и давление постоянны; вся энергия, выделяемая током, идет на нагревание газа; энергией ионизации и возбуждения пренебрегают; канал молнии имеет равномерно распределенные индуктивность L и емкость C .

На основании этих допущений Лундхольм нашел, что энергия, выделяемая в канале, пропорциональна току $W = ai$, где a — коэффициент, величина которого приблизительно пропорциональна удельной теплоемкости при постоянном объеме воздуха в канале молнии. Следует отметить, что, согласно исследованиям, проведенным в Лаборатории ВГР, условие $\delta = \text{const}$ для главноканальной стадии длиной искры не выдерживается; для случая молний убедительные данные для обоснования условия $\delta = \text{const}$ также отсутствуют.

В более поздней работе [36] дополнительно учитывается роль энергии ионизации и возбуждения.

Составленные Лундхольмом на основе сделанных предпосылок уравнения имеют вид:

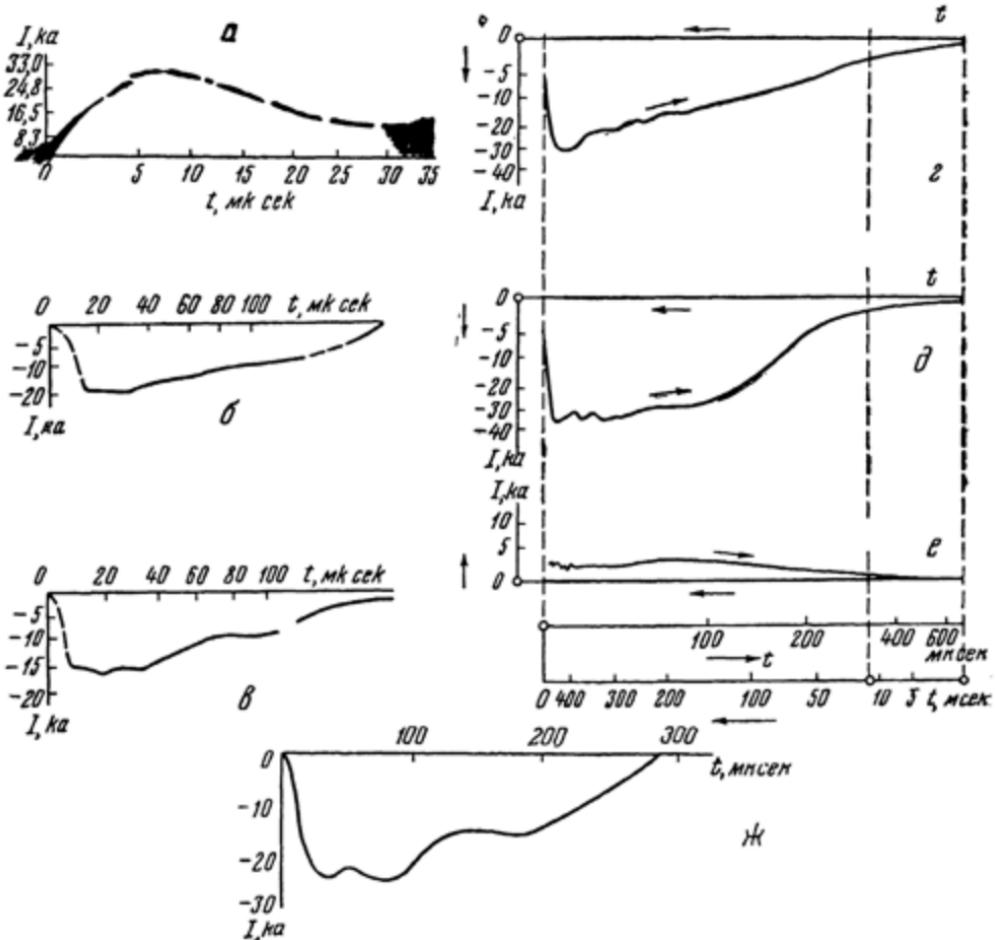
$$-\frac{\partial u}{\partial x} = \left(\frac{a}{i} + L \right) \frac{\partial i}{\partial t} \quad (17)$$

$$-\frac{\partial i}{\partial x} = C \frac{\partial u}{\partial t}. \quad (18)$$

Здесь x — координата, отсчитываемая вдоль канала молнии от поверхности земли; u — мгновенная величина потенциала.

Начальное распределение потенциала (для $t = 0$) по длине канала принимается равным $U_0 = -5 \cdot 10^4$. $\operatorname{tgh} 20x$ кв.

Краевым условием при $x = 0$ является $U = 0$.



Фиг. VII. 13. Осциллограммы прямых ударов молнии, записанные электронным осциллографом:

а — в подмосковной лаборатории [5]; б и в — на нью-йоркском небоскребе [12]; г, д и е — в металлической опоре горной лаборатории в Швейцарии [14]; ж — при ударе в землю по замерам методом рамки [15]

Решение этой системы Лундхольм находит для ряда частных случаев:

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \text{const}; \quad L = 0 \quad \text{и} \quad \frac{\partial u}{\partial x} = f(x).$$

На основании полученных решений можно сделать некоторые выводы: ток в месте удара молнии имеет значительно большую крутизну, чем было замерено; крутизна тока и его амплитуда растут с увеличением градиента потенциала для $x = 0$; получить из уравнений (17) и (18) волны тока различных наблюдаемых параметров нельзя; уравнения дают возможность получить зависимость $i(t)$ лишь для малого промежутка времени, т. е. для фронта волны.

В работе [36] Лундхольм приравнивает расчетную продольную напряженность поля E_z около поверхности канала молнии радиуса r_0 продольной

напряженности $E_s = I_0 R_0$, где I_0 — амплитуда прямоугольной волны тока в канале, а R_0 — его удельное сопротивление. При этом оказывается, что получающееся выражение для удельного сопротивления канала

$$R_0 = \frac{I_0 \cdot 30(c^2 - v^2)}{cv^2} \cdot \frac{1}{Q}, \quad (19)$$

где c — скорость света; v — скорость движения фронта волны тока по каналу молнии; Q — заряд, протекающий через сечение z к рассматриваемому моменту t , находится в соответствии с законом Тейлера [см. «Введение» (1)]:

$$R_0 \approx \frac{a}{Q}. \quad (20)$$

Из (19) и (20) определяется скорость движения волны тока по каналу молнии

$$v = \frac{c}{\sqrt{1 + \frac{ac}{30I_0}}}, \quad (21)$$

которая оказывается зависимой от величины I_0 . Например, при $I_0 = 2$ ка $v = 0,047$ с, а при $I_0 = 200$ ка $v = 0,427$ с. Эта связь $v(I_0)$ налагает ограничение на произвольность выбора величины I_0 и v при решении различных практических задач.

3. МОЛНИЕЗАЩИТА

Накопление экспериментальных материалов, опыт эксплуатации высоковольтных линий электропередач и необходимость совершенствования грозозащитных (точнее «молниезащитных») конструкций стимулируют теоретические разработки механизма молний.

Эти разработки идут по линии создания инженерных методов расчета, базирующихся на приближенных представлениях о механизме молний [25, 28].

В течение долгого времени при расчетах молниезащиты линий электропередачи принималось, что попадание молнии в опору (прямой удар) вызывает перекрытие изоляции, если падение напряжения, вызванное протеканием тока через заземление (сопротивление R_s) и индуктивность (L) опоры, больше разрядного напряжения изоляции, т. е.

$$IR + L \frac{di}{dt} > U_p. \quad (22)$$

При наличии на линии заземленных тросов расчет несколько видоизменялся, оставаясь по существу тем же [27].

Однако на перекрытие изоляции линии оказывают влияние и индуцированные напряжения, состоящие из электростатической и электромагнитной составляющей. Суммарная напряженность поля \bar{E} , создаваемого обеими составляющими, выражается уравнением

$$\bar{E} = -\operatorname{grad} u - \frac{\partial \bar{A}}{\partial t}, \quad (23)$$

где u и A — соответственно скалярный и векторный потенциалы. Чтобы учесть влияние индуцированных перенапряжений на величину U_p , делались различные аналитические оценки [30—33].

В течение 1955—1956 гг. на американских 345-киловольтовых линиях электропередачи с высокими (45 м) опорами, несущими один защитный трос и имеющими малые величины сопротивлений заземления, произошли

многочисленные перекрытия изоляции, вызванные грозовыми разрядами. Число перекрытий в десятки раз превышало количество ожидаемых аварий, согласно оценке уровня грозозащиты, сделанной на основании упомянутого выше метода. Это обстоятельство привлекло внимание многих исследователей, выдвинувших новые, более сложные методы расчета, базирующиеся на детальном рассмотрении механизма развития молнии и процессов их влияния на формирование перенапряжений на линии электропередач [34—37].

ЛИТЕРАТУРА

1. Федченко И. К. и Иерусалимов М. Е. Характеристики электрической прочности больших искровых промежутков при постоянном высоком напряжении. «Изв. высш. учеб. завед., Энергетика», № 7, 1959.
2. Bouwers A., Kuntke A. Ein Generator für drei Millionen Volt Gleichspannung. Zs. Techn. Phys., 18, Nr. 8, 1937.
3. Bouwers A. Elektrische Höchstspannungen. Berlin, Springer, 1939.
4. Roth A. Hochspannungstechnik. Berlin, 1927.
5. См. «Введение» [30].
6. Стекольников И. С. Изучение молний в горной местности Грузинской ССР. «Электричество», № 2, 1940.
7. Комельков В. С. Полевые регистрация максимальной крутизны фронта волны тока молнии. «Ж. техн. физ.», 12, № 6, 1942.
8. Ализаде А. С. Механизм развития молний и методы ее изучения. «Электричество», № 1, 1941.
Исследование молний в Закатахах. «Электричество», № 6, 1946.
9. Meek I. M. The mechanism of the lightning discharge. Phys. Rev., 55, No. 10, 1939.
10. Schonland B. F. J., Collens H. Progressive lightning. Proc. Roy. Soc., A143, No. 850, 1934.
Schonland B. F. J., Mallan D. J., Collens H. Progressive lightning. VI. Proc. Roy. Soc., A168, 1938.
Mallan D. H., Schonland B. F. J. The electrical processes in the intervals between the strokes of a lightning discharge. Proc. Roy. Soc., A206, No. 1085. 1951.
11. Bruce C. E. R., Golde R. H. The lightning discharge. J. IEE, 88, pt. 2, No. 6, 1941.
Surge phenomena. Seven years research for the Central electricity Board, 1933... 1940, pt. 1.
The study of lightning. London, the British Electrical and Allied Industries Research Association, 1941.
12. Hagenguth J. H., Anderson J. G. Lightning to the Empire State Building. AIEE Trans., 71, pt. 3, 1952.
13. McEachron K. B. Lightning to the Empire State Building. AIEE Trans., 60, Sept. 1941.
14. Berger K. Messungen und Resultate der Blitzforschung der Jahre 1947... 1954 auf dem Monte San Salvatore, 1956 (Erweiterter Sonderabdruck aus dem Bulletin des Schweiz. Elektr. Ver., 46, No. 5, 9, 1955).
15. Norinder H. Lightning research. Fortschritte der Hochspannungstechnik, 2, 1955.
16. Стекольников И. С., Яворский В. В. Об избирательной поражаемости молнией. «Электричество», № 8, 1936.
Стекольников И. С. Вероятность поражения плохопроводящих включений молнией. «Ж. техн. физ.», 15, 6, 1945.
Беляков А. П. и Ханов Б. Избирательная поражаемость молнией и моделирование. «Электричество», № 22, 1936.
Беляков А. П. и Стекольников И. С. Влияние различных факторов на развитие искрового разряда. «Электричество», № 3, 1938.
17. Cravath A. M., Loeb L. B. The mechanism of the high velocity of propagation of lightning discharge. Phys., 6, No. 4, 1935.
18. Goodlet B. L. Lightning. J. IEE, 81, No. 487, 1937.
19. Flowers J. W. The channel of the spark discharge. Phys. Rev., 64, No. 7, 8, 1943.
20. Rüdenberg R. Die Kopgeschwindigkeit Elektrischer Funken und Blitze. Wiss. Veröff. S. Konz., 9, 1930.
21. Bruce C. E. R. The initiation of long electrical discharges. Proc. Roy. Soc., 183, No. 993, 1944.
22. Комельков В. С. Развитие электрического разряда в длиных промежутках. «Изв. АН СССР, ОТН», № 6, 1950.
23. Schonland B. F. J. The pilot streamer in lightning and the long spark. Proc. Roy. Soc., A220, 1953.

24. См. гл. III [37].
25. Стекольников И. С. и Яворский В. В. Основы проектирования грозоупорных систем. Энергоиздат, 1935.
26. Сиротинский Л. И. Техника высоких напряжений. Вып. III. Перенапряжения и защита от перенапряжений. Госэнергоиздат, 1945.
27. См. гл. II [9].
28. Руководящие указания по защите от перенапряжений установок переменного тока напряжением 3—220 кв. Госэнергоиздат, 1956.
29. Стекольников И. С., Камельков В. С., Богомолов А. Ф., Лихачев Ф. А., Борисов В. Н., Лопшиц Л. М. Грозозащита промышленных и других сооружений и зданий. Изд-во АН СССР, 1951.
Стекольников И. С., Борисов В. Н. и Смирнов И. Г. Грозозащита зданий и сооружений в сельской местности. Изд-во Мин. коммун. хоз-ва, 1956.
30. Lundholm. R. En ny teori för strömförloppet i blixturladdningen. Teknisk Tidskrift Elektroteknik, 71, 1—5, 1941.
31. Wagner C. F., McCann G. D. Induced voltages on transmission lines. AIEE Trans., 61, 1942.
32. Разеев Д. В., Розенфельд А. С. Расчет электростатической составляющей индуцированных напряжений. «Электричество», № 12, 1949.
33. Долгинов А. И. Волновые характеристики линий при высоких напряжениях. «Электричество», № 9, 1949.
Индуктивные напряжения на линиях электропередачи. «Электричество», № 10, 1949.
Атмосферные перенапряжения на линиях электропередачи и расчет грозоупорных систем линий с тросами. «Электричество», № 12, 1950.
34. Стекольников И. С. Теория моделирования и грозозащиты электросистем. «Электричество», № 3, 1944.
См. гл. IV [7].
35. Wagner C. F. A new approach to the calculation of the lightning performance of transmission lines. AIEE Trans., No. 27, pt. 3, 1956.
36. Lundholm. R. Induced over voltage-surges on transmission lines and their bearing on the lightning performance at medium voltage network. Chalmers teknika högskolas handlingar, No. 188, 1957, Göteborg.
37. Griscom S. B. The prestrike theory and other effects in the lightning stroke. AIEE Trans., 76, pt. 3, 1957.
38. См. гл. III [6].
39. Стекольников И. С. Параметры молнии и расчет волны тока прямого удара. «Электричество», № 3, 1941.
40. Malan D. and Collens H. Progressive lightning. Part III. Proc. Roy. Soc. A, 162, 1937.

ГЛАВА VIII

ДЛИННАЯ ИСКРА ПРИ ПЕРЕМЕННОМ НАПРЯЖЕНИИ ПРОМЫШЛЕННОЙ ЧАСТОТЫ

В народном хозяйстве Советского Союза применяется в основном переменное напряжение с частотой 50 гц (промышленная частота). Величина напряжения в линиях электропередачи достигает сейчас 500 кв; в лабораториях для испытания электрической аппаратуры используется напряжение выше 2000 кв.

Развитие электроэнергетики вызывает необходимость освоения все более высоких напряжений, более длинных разрядных промежутков и продолжительной изоляции. Это в свою очередь делает актуальным изучение длиной искры на переменном напряжении, механизм которой изучен слабо.

К вопросам, требующим изучения, можно отнести: исследование причин изменения средних разрядных градиентов E_{cp} от длины промежутка S_0 ; влияние импеданса разрядной цепи на величину U_p ; переход искры в дугу и др.

Ниже излагаются некоторые результаты исследований искры на переменном напряжении с частотой 50 гц.

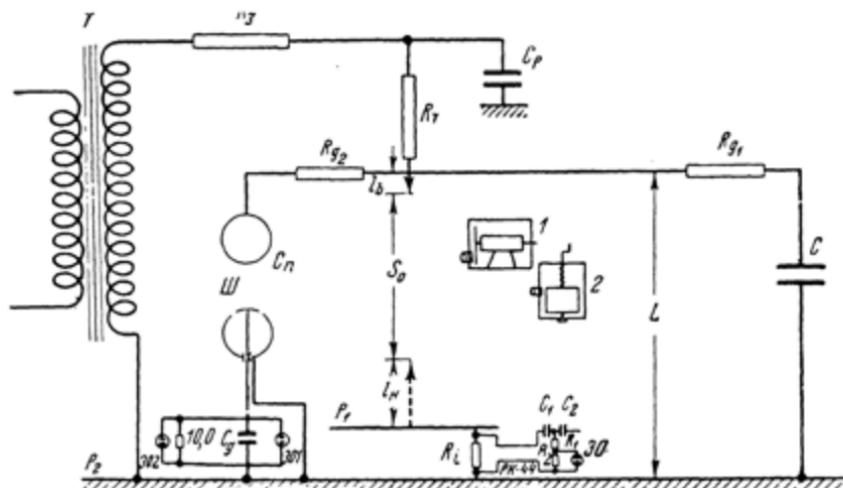
1. ИЗУЧЕНИЕ РАЗВИТИЯ ИСКРЫ

Схемы экспериментов. На фиг. VIII. 1 изображена принципиальная схема опытов, проведенных в лаборатории ВГР, с разрядными промежутками длиной до $S_0 = 100$ см.

Источниками напряжения служили повышительные трансформаторы на 750 кв, мощностью 750 ква или на 100 кв, мощностью 100 ква. Напряжение от трансформатора T через защитное сопротивление R_3 и тормозное сопротивление R_T подается на алюминиевый стержневой электрод. Нижним электродом является алюминиевая плоскость P_1 (площадь $3 \times 3 \text{ м}^2$) с закругленными краями, приподнятая на 15 см над плоскостью P_2 из оцинкованного железа, размером $8 \times 8 \text{ м}^2$. Плоскость P_1 соединялась с плоскостью P_2 через активное сопротивление R_i , служившее для осциллографических измерений тока.

При изучении искры в промежутке с — с/п на плоскости P_1 устанавливался металлический стержень длиной l_H с закругленным концом. К верхнему стержневому электроду подключался делитель напряжения, состоящий из сопротивления R_g , и шарового разрядника III с шарами диаметром 150 см. Напряжение на сегменте нижнего шара подводилось к пластинам электронного осциллографа, параллельно которым подключалась емкость C_g необходимой величины. Делитель напряжения одновременно играл роль емкостной нагрузки C_n разрядного промежутка. В ряде опытов к разрядному промежутку подключались дополнительные емкости C через демпферное сопротивление R_g . Изучение искры в промежутке с — с/п и с — п длиной свыше 2 м производилось на стенде

Научно-исследовательского института постоянного тока (НИИПТ)*. Принципиальная схема проведения опытов показана на фиг. VIII.2. Здесь R_s — защитное, а R_T — тормозное сопротивление, C_p — емкость ошиновки, C_1 , C_2 — делитель напряжения и R_S — шлейф осциллографа, шунтированный сопротивлением R_i . Исследование различных параметров разряда велось как электрическими, так и оптическими методами.



Фиг. VIII. 1. Схема исследования разряда в лаборатории ВГР ЭНИН

Оптические регистрация производились скоростной — 1, ручной — 2 (на фиг. VIII.1) и другими фотокамерами, часть которых описана в гл. I. Применялись кварцевый объектив небольшой светосилы и кварцево-флюоритовый объектив светосилой $F = 1 : 3,5$.

Регистрация напряжения первого пробоя производилась скоростным двухтрубочным осциллографом (фиг. VIII. 1 $\exists O_1$ и $\exists O_2$) конструкции лаборатории ВГР (см. схему на фиг. 1.19). При этом запуск осциллографа осуществлялся исследуемым явлением. Напряжение на промежутке регистрировалось также осциллографом с механической разверткой. Ток пробоя регистрировался осциллографом $\exists O$. Так как емкость $C_1 = 1 \mu F$ имеет реактансы, при 50 гц приблизительно равный 3000 ом , а R_i было не более $50-80 \text{ ом}$, осциллограф регистрирует только импульсную составляющую разрядного тока. Применялась однократная развертка времени ждущего типа; время развертки луча можно было регулировать в пределах $0,05-200 \text{ мксек}$ на весь экран. При помощи этих осциллографов получены осциллограммы напряжения синхронно с током в шунте в момент первого пробоя.

Развитие искры изучалось при большом числе изменений параметров схем; при различных S_0 варьировались R_T , R_{g1} , C и C_p .

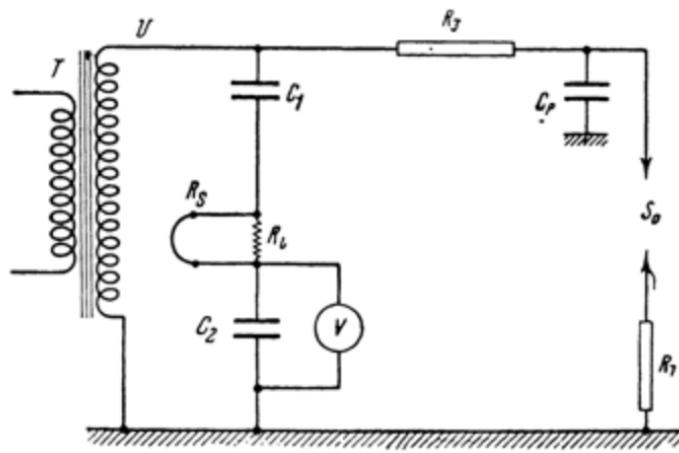
2. ОБЩАЯ КАРТИНА РАЗВИТИЯ ИСКРЫ

Искра в промежутках с—п. Применявшиеся в опытах стержни были изготовлены из алюминиевых трубок диаметром $D = 2-5 \text{ см}$, длиной $40-100 \text{ см}$, рабочий конец которых выполнялся в виде полусферы радиуса $D/2$.

* Работой стенда руководил Н. Н. Тиходесев, которому автор выражает свою глубокую благодарность.

Фотографирование с временной разверткой выявило¹, что искра, питаемая переменным напряжением синусоидальной формы, содержит те же стадии, что и при импульсном напряжении: коронную, лидерную, главную и финальную.

Коронная стадия содержит лавинную и импульсную формы, которые наблюдаются как в положительном, так и в отрицательном полупериоде. Развитие лидера происходит из элемента импульсной короны. При $U < U_p$ имеют место незавершенные лидеры. Первое перекрытие лидером всего



Фиг. VIII. 2. Схема исследования разряда на стенде НИИПТ

$C = 60 \text{ нФ}$; $C_p = 1000 \text{ нФ}$; $R_s = 250 \text{ кОм}$; $S_{\text{пл}} = 3 \text{ см}^2$; $R_{\text{ш}} = 0.5 \text{ Ом}$; $R_T = 400 - 1200 \text{ кОм}$

промежутка происходит в промежутках с—п, с—с/п и т. д. на положительной полуволне. Переход искры в дугу определяется параметрами цепи.

Более детальное исследование показывает своеобразие ряда сторон явления, рассматриваемого ниже.

Искра в промежутке с—с/п. Развитие искры в промежутке с—с/п (длина нижнего стержня $l_H > S_0$) имеет те же стадии, что и в случае промежутка с—п. Характер каждой стадии несколько меняется при вариации параметров схемы и длины промежутка. В промежутках с—с/п и т. п. лидеры развиваются с обоих электродов, аналогично случаю импульсного напряжения. От места соприкосновения каналов лидеров развивается главная стадия. Последующие пробои могут происходить на положительном и отрицательном полупериодах.

а. Коронная стадия

При переменном напряжении корона имеет обе названные ранее формы.

Лавинная форма короны и ее роль в технике уже упоминались в гл. VII. Помимо того, корона, как это хорошо известно, используется для увеличения разрядных напряжений изоляционных конструкций, например опорных и аппаратных изоляторов большой длины. С этой целью на колонне опорных изоляторов или на концах бушингов помещаются коронирующие острия, которые дают достаточный для этих целей пространственный заряд во внешней зоне короны. Однако, несмотря на длительное изучение короны, многие ее проявления в конкретных разрядных про-

¹ В опытах участвовали И. Г. Пулавская и Г. И. Смирнова.

межжутках и условиях остаются невыясненными, а подчас трактуются как парадоксальные. Здесь будет рассмотрено влияние короны на развитие последующих стадий разряда. При переменном напряжении процессы во внешней зоне имеют нестационарный характер и время заполнения ее ионами одного знака определяется длительностью полуволны напряжения.

Часто для промежутка типа горизонтальный провод — плоскость или коаксиальные цилиндры (п/п) упрощенно предполагается, что заряды, выходящие из чехла лавинной короны, совершают пульсирующие движения около провода. При этом в положительную полуволну напряжения положительные ионы вначале движутся от провода, а затем частично возвращаются к нему; аналогичное движение при обратной полуволне напряжения совершают ионы отрицательного знака.

Расстояние r_m , на которое продвинется объемный заряд, зависит от подвижности ионов k [см²/всек] и распределения градиентов поля E ; в промежутке цилиндр (r_0) в цилиндре $R \gg r_0$ оно определяется [4] интегрированием уравнения

$$dr = vdt = kEdt = \frac{k}{2\pi r \epsilon_0} (q_n + q_t - q_\tau) dt, \quad (1)$$

где q_n — заряд цилиндра r_0 ; q_t — полный заряд на единицу длины (1 см) в промежутке в момент t ; q_τ — полный заряд на единицу длины промежутка в момент $t = \tau$; ϵ_0 — диэлектрическая постоянная воздуха.

В результате интегрирования (1) получаем

$$r_m = \sqrt{r_0^2 + \frac{k}{\pi \epsilon_0} \left[(q_n - q_\tau)(t - \tau) + \int_{\tau}^t q_\tau dt \right]}. \quad (2)$$

Если пренебречь искажениями поля в разрядном промежутке

$$E = E_k \frac{r_0}{r},$$

где E_k — напряженность на коронирующем проводнике r_0 , получим упрощенную формулу

$$r_m = \sqrt{\frac{k E_k r_0}{f}}, \quad (2')$$

где f — частота переменного напряжения. Для случая $r_0 = 2,0$ см $E_k = 37\,000$ в/см (см. гл. VII, ур-ние (6) при $\delta = 1$), $f = 50$ гц, $k = 1,8$ получаем $r_m = 40$ см. Влияние объемного заряда существенно увеличивает r_m .

В действительности, как это давно известно, формирование объемного заряда в достаточно длинных промежутках провод — плоскость, или с — п при переменном напряжении протекает путем сложных движений, включающих пульсацию отдельных слоев зарядов с одновременным дрейфом зарядов в промежуток [2,3]. При этом часть пространственного заряда, окружающего проводник, выходит далеко за область радиуса пульсации. Размер внешней зоны лавинной короны поэтому не является определенным. Если еще иметь в виду процессы рекомбинации разнополярных объемных зарядов, то делается необходимым учет возможных влияний внешней области короны на последующую стадию развития искры.

Многочисленные эксперименты [2] подтвердили сложный характер дрейфа ионов и изменение знака избыточного заряда на значительном

расстоянии от коронирующего электрода в зависимости от абсолютной величины напряжения, так, опыты, проведенные на двух параллельных проводах диаметром 27,5 м.м., расположенных на расстоянии 3 м один от другого, показали существование пространственного заряда между проводами даже через 15 мин после выключения напряжения с линии. Кроме того, оказалось, что импульсная корона на линии сопровождается сильными всплесками тока на вольтамперных зависимостях (циклографмах). При экспериментах с 220 кв линией, имевшей горизонтальное расположение проводников диаметром 22,5 м.м., расстояние между ними 4,2 м, причем проводники были подвешены на высоте 20 м над землей, было обнаружено [2] появление пространственного отрицательного заряда на расстоянии 9 м от линии и изменение знака результирующего объемного заряда при вариации величины напряжения коронирующего провода.

Теоретические расчеты последнего времени [4] и эксперименты, выполненные в цилиндрическом конденсаторе [5], подтвердили, что ионы во внешней зоне короны совершают, помимо колебательного движения, еще и дрейф от внутреннего цилиндра к внешнему.

Описанный в гл. VII запорный эффект лавинной короны должен наблюдаться в закрытом промежутке ц/ц и при переменном напряжении. В «открытых» промежутках (типа с—п, п—ц и др.) максимальное запорное действие определяется толщиной слоя объемного заряда и его экранировкой коронирующего электрода от второго электрода.

Отметим, что упрочнение при переменном напряжении промежутка между цилиндром с острым коронирующей коромкой и плоскостью, над которой он был подведен, наблюдалось в одном частном случае уже давно [8]; оно было названо авторами работы «парадоксальным», и анализ этого явления не был сделан.

Упрочняющее действие короны в промежутке ц—ц/п длиной 36 см, с острыми кромками при различных способах повышения 50-периодного напряжения—включении толчком и другими способами, описано в [9].

Известны также опыты, в которых определялось E_{cp} в промежутке ц—ц одинакового диаметра (25 см), сделанными из жести толщиной 0,5 м.м., в результате которых было найдено, что в области $S_0 = 5 \div 25$ см E_{cp} достигало 14,5 кв/см (гл. VII [4]). Более подробное экспериментальное изучение запорного действия лавинной короны было предпринято автором совместно с Е. Н. Браго и Э. М. Базеляном.

Схема экспериментов изображена на фиг. VIII. 3. В качестве коронирующего электрода использовались алюминиевые трубы различных диаметров D (с толщиной стенки 2—3 м.м.), имевшие острую тщательно очищенную нижнюю кромку.

Кроме того, применялся стержень диаметром 2 см с полусферическим концом.

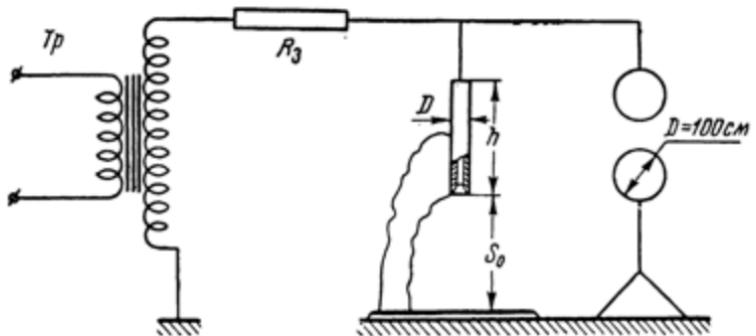
Напряжение от трансформатора T_p через защитное сопротивление $R_3 = 50 \div 150$ ком подводилось к горизонтальному проводу, подвешенному на высоте 3 м от нижней плоскости. Испытуемый электрод подвешивался к этому проводу. Длина h была по крайней мере в два раза больше S_0 , максимальная величина которого достигала 90 см.

В первой серии опытов применялась волна напряжения с частотой 125 гц, которая получалась от трансформатора при разряде на его первичную обмотку конденсаторной батареи, заряженной до определенного напряжения. При этом первая полуволна имела либо положительную, либо отрицательную полярность. Опыты показали, что при положительной полярности первой полуволны E_{cp} промежутка ц—п (диаметр цилиндра 6 см) в интервале $S_0 = 5 \div 7$ см E_{cp} равнялось 8,4 кв/см.

Если первая полуволна была отрицательной, а пробой происходил на второй (положительной) полуволне в том же интервале S_0 , $E_{cp} =$

$= 12,4 \text{ кв/см}$. Аналогичные результаты получены и для других значений S_0 . Таким образом, можно сделать вывод, что объемный заряд от отрицательной полуволны вызывает существенное упрочнение промежутка.

Анализ показывает, что полученный эффект объясняется увеличением положительного объемного заряда во вторую полуволну напряжения по сравнению с зарядом в случае только положительной полуволны за счет оставшегося в промежутке отрицательного объемного заряда от первой полуволны. Это влияние предыдущих полуволн можно характеризовать как кумулятивность в развитии разряда при переменном напряжении.



Фиг. VIII. 3. Схема исследования разряда в промежутке ц—п на переменном напряжении в лаборатории ВГР

При стержне с полусферическим концом также установлено кумулятивное действие с упрочнением отрицательной полуволной, начиная от длины S_0 , при которых можно ожидать появления короны. В интервале $S_0 = 10 \div 25 \text{ см}$ отношение U_p' на положительной полуволне, которой предшествует отрицательная, к U_p'' на первой положительной полуволне составляет 1,4—1,7. В случае плавного увеличения переменного напряжения U_p при $S_0 = 25 \text{ см}$ лежит между U_p' и U_p'' , что иллюстрирует сложный кумулятивный характер воздействия отдельных полуволн на U_p .

Измерения показали, что U_p^- при отрицательной полуволне значительно больше U_p^+ для положительной полуволны. Так, при $S_0 = 5 \text{ см}$

$$\frac{U_p^-}{U_p^+} = \frac{83}{45} = 1,85,$$

а при $S_0 = 10 \text{ см}$

$$\frac{U_p^-}{U_p^+} = \frac{200}{65} = 3,1.$$

Аналогичные данные для небольших промежутков (8—10 см) с игольчатыми электродами при постоянном напряжении были получены в литературе [12].

Есть основания предполагать, что установленная здесь кумулятивность должна иметь место и в более длинных промежутках.

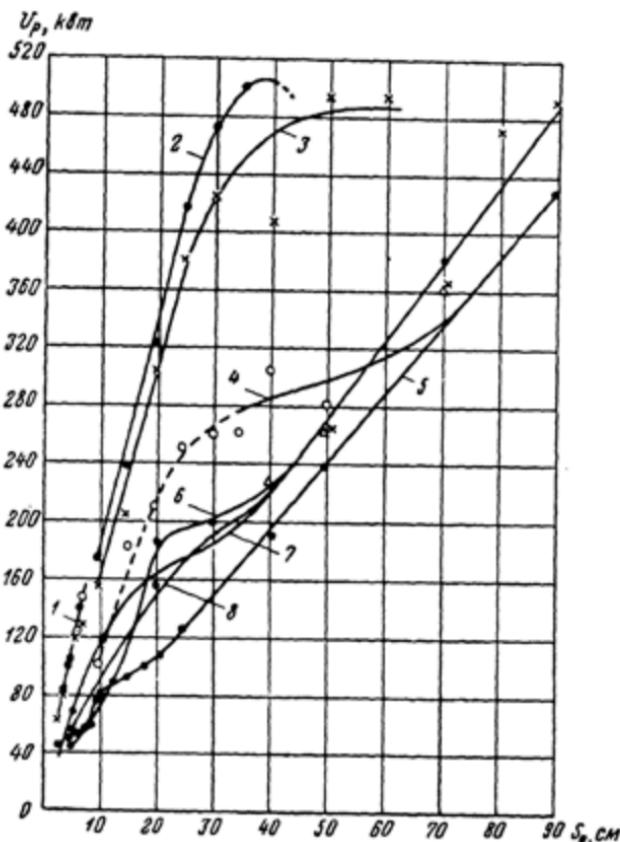
В другой серии опытов напряжение на промежутке поднималось с примерно постоянной скоростью — около 2 кв/сек.

Полученные результаты изображены в виде зависимостей $U_p (S_0)$ на фиг. VIII. 4.

Пробивное напряжение для каждой длины промежутка определялось как среднее из 5—10 замеров. Даже тщательная очистка и подготовка

кромки после нескольких разрядов с нее не могли полностью устраниТЬ некоторого разброса в U_p .

Вследствие изложенного результаты определения U_p (фиг. VIII. 4) характеризуют лишь его нижнюю границу.



Фиг. VIII. 4. Разрядные характеристики промежутков ц—п—и—с—п на переменном напряжении и импульсах при различных диаметрах цилиндров.

Измерения с трансформатором 100 кв; 1 — для промежутков цилиндры ($D = 2,6, 10$ см) — плоскость. Измерения с трансформатором 750 кв; 2 — для промежутка нижняя кромка цилиндра ($D = 10$ см, $h = 90$ см) — плоскость; 3 — для промежутка нижняя кромка цилиндра ($D = 6$ см, $h = 130$ см) — плоскость; 4 — нижняя граница разрядных напряжений; для промежутка кромка цилиндра ($D = 2$ см, $h = 155$ см) — плоскость; 5 — для промежутка стержни ($D = 2$ см, $h = 155$ см) — плоскость. Измерения с ГИН минимальных (50%) разрядных напряжений: 6 — для промежутка цилиндр ($D = 10$ см) — плоскость; 7 — для промежутка цилиндра ($D = 2$ см) — плоскость; 8 — для промежутка стержни ($D = 2$ см) — плоскость

В интервале $S_0 = 2 \div 7$ см средние значения градиентов E_{cp} , определенные из зависимости 1 для цилиндров диаметром 2,6 и 10 см, дают высокие значения (около 22 кв/см). Однако эффективное коронирование кромки приводило к столь большим U , при которых пробой развивался с боковой поверхности цилиндров (см. фиг. VIII. 3). Эта область зависимости $U_p(S_0)$ для цилиндра диаметром 2 см (кривая 4) показана пунктиром.

Для цилиндров больших диаметров снижение E_{cp} наступало из-за уменьшения экранирующего действия объемного заряда в области 20—

30 см. Дальнейшее увеличение ведет к снижению разрядных градиентов, которые в промежутке $S_0 = 100$ см близки к 5 кв/см.

Эксперименты с импульсным напряжением (+2,5/50 мксек) показали, что отсутствие лавинной короны приводит к уменьшению E_{cp} (кривые 6 и 7).

Если отношением

$$\gamma = \frac{U_p}{U_{pi}} \quad (3)$$

характеризовать запорное действие лавинной короны на переменном напряжении, то в промежутках с — п в диапазоне $S_0 = 5 - 40$ см оно составит 2,5—2,3, близкое к отношению \times [формула (14), гл. VII].

Это означает, что «коэффициент импульса» $1/\gamma$ здесь составляет лишь 0,4—0,43. Затупление кромки цилиндра или помещение на нее проволочного кольца (диаметром 5 мм) ведет к тому, что до появления лавинной короны возникают элементы импульсной короны и U_p оказывается сниженным до величины импульсного значения U_{pi} . Некоторое снижение E_{cp} при переменном напряжении в случае зависимостей для стержня со скругленным концом следует объяснить влиянием более крутого фронта в первом случае и слабым действием лавинной короны в данной геометрии.

Анализ полученных результатов позволяет резюмировать следующее: в рассмотренных типах промежутков лавинная корона переменного напряжения упрочняет приэлектродную зону и создает эффект комулятивности. В открытых промежутках типа ц — п эта зона простирается на длину, близкую к r_m (2).

Кроме того, знакопеременные объемные заряды короны создают эффект комулятивности, влияющий на U_p промежутка при изменении порядка полуволн напряжения *.

Импульсная форма короны систематически изучалась автором, Э. М. Базеляном и Г. И. Смирновой в промежутках ш — п и перевернутой схеме п — ш при разных диаметрах шаров и $S_0 = 20 - 40$ см при единичных волнах и переменном напряжении.

Основные результаты, схематически приведенные на фиг. VIII. 5 и VIII. 6, могут быть кратко сформулированы следующим образом:

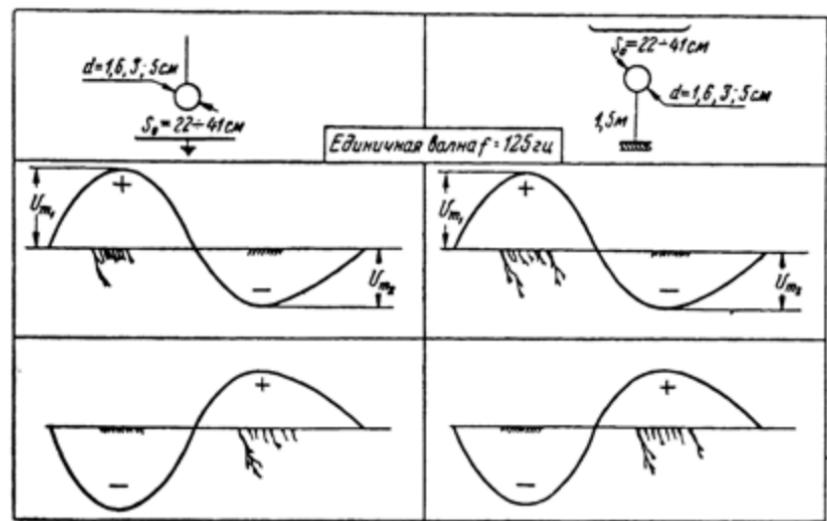
А. Для единичной волны ($f = 125$ Гц).

1. Разряд в чистом воздухе в промежутке ш — п ($D = 1,6 - 5$ см; $S_0 = 30 - 36$ см) на первой положительной полуволне напряжения начинается с появления элемента импульсной короны с ярко светящимся стеблем и хорошо развитой ветвью (фиг. VIII. 5). При значительной неравномерности поля для шаров малого диаметра ($D = 1,6$ см) можно предполагать наличие слабой лавинной короны, не регистрируемой оптически.

Элементу импульсной короны соответствует пик тока с амплитудой около 1 а (для шара $D = 5$ см), что по крайней мере на порядок величин меньше, чем на импульсном напряжении (по-видимому из-за меньшей крутизны фронта напряжения). Если амплитуда приложенного напряжения достаточно велика, то после первого элемента импульсной короны у поверхности шара в течение 1000—1500 мксек наблюдается слабое дискретное свечение, после которого может появиться следующий элемент импульсной короны. Повышение напряжения на промежутке приводит к возникновению незавершенных лидеров.

* Материалы по этому вопросу [11, 17] недостаточны для того, чтобы сделать определенные заключения, по промежуткам длиной более 1 м при разных формах волн напряжения.

2. Корона на первой отрицательной полуволне напряжения имеет вид слабосветящегося стебля без ветвей (фиг. VIII. 5); ток ее не превышает $0,1-0,2$ а для шара диаметром 5 см при $S_0 = 30$ см. Объемный заряд отрицательной короны влияет на развитие короны на положительной полуволне, что в основном проявляется в некотором снижении потенциала зажигания и величины тока, а также в расположении элементов на поверхности шара.



Фиг. VIII. 5. Формы импульсной короны на единичной волне при $U_{m2} = 0,65U_{m1}$

3. Корона в перевернутой схеме п — ш на единичной полуволне напряжения имеет тот же вид, что и в промежутке ш — п (фиг. VIII. 5). Нужно лишь отметить, несколько меньшую неравномерность поля в промежутке п — ш, которая приводит к возникновению короны при большем напряжении, несколько увеличивает длину ветвей элемента и величину его тока.

B. Для переменного напряжения.

В случае резкой неравномерности поля ($D = 1,6$ см, $S_0 = 30$ см) разряд начинается с появления слабой лавинной короны, фиксируемой только при значительной экспозиции на статическом снимке (фиг. VIII. 6). Дальнейшее увеличение напряжения ведет к возникновению элементов отрицательной импульсной короны со слабо развитой ветвью, а затем и положительных элементов, частота возникновения которых возрастает по мере роста напряжения.

В промежутке ш — п ($D = 5$ см; $S_0 = 30$ см) видимый разряд сразу начинается с появления элементов отрицательной импульсной короны, длина которых не превосходит 1—1,5 см. Ветви их не обнаружены, несмотря на применение кварцево-флюоритового объектива.

Статические фотографии дают возможность предположить одновременное существование при этом напряжении импульсной и слабой лавинной короны.

По мере возрастания напряжения в промежутке наблюдаются положительные импульсные элементы с хорошо развитыми ветвями, которые возникают вначале с интервалами в несколько десятков периодов; с ростом напряжения частота возникновения положительных импульсных элементов увеличивается.

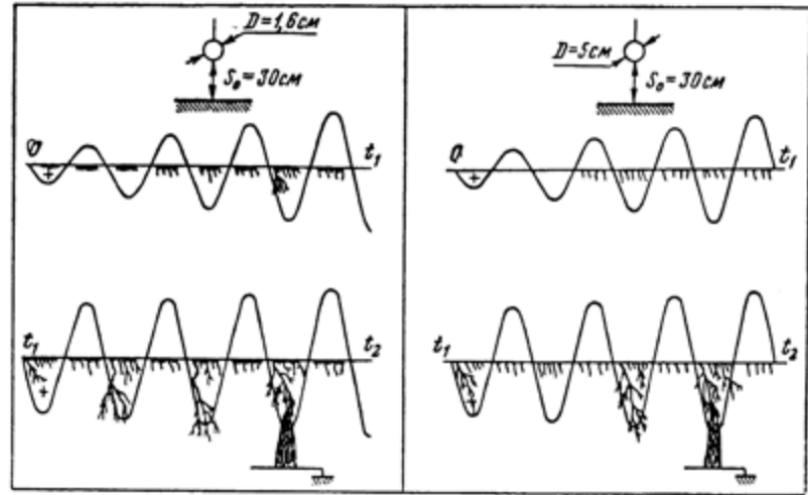
Ток элементов положительной импульсной короны, фиксируемый в перевернутой схеме п — ш, достигает 1 а, как это имеет место и на единичной волне в аналогичных условиях.

Дальнейшее развитие разряда ведет к появлению незавершенных лидеров, разветвления которых достигают плоскости.

Следует отметить, что при меньшей неравномерности поля разряд может начинаться с элемента положительной импульсной короны, что наблюдалось [6] для шара диаметром 12,5 см ($S_0 = 125$ см, $U = 254$ кВ).

При рассмотрении механизма пробоя ($U = U_p$) необходимо учитывать, что во внешнюю область лавинной короны проникают ветви импульсной короны, что должно оказывать определенное влияние на структуру поля в промежутке.

Вопрос о существовании той или иной формы короны при переменном напряжении должен рассматриваться конкретно для определенных кон-



Фиг. VIII. 6. Развитие короны в промежутке ш-п на переменном напряжении, $f = 50$ гц

структур электродов и промежутков. Так, известные фотографии Пика («Введение» [39]) отчетливо показывают одновременное существование двух форм короны на трубах диаметром 2,5—8,9 см при достаточно высоких напряжениях. Леппиль [7] описывает опыты, в которых наблюдались обе формы короны на толстых проводах линий передач.

В качестве обратного примера можно привести случай подавления лавинной короны импульсных элементов, которое наблюдается при достаточно малых длинах промежутков ц — п.

Существование двух форм короны в промежутках со стержневыми и шаровыми электродами вполне вероятно и (пока косвенно) подтверждается качественным анализом их влияния на процессы развития разряда.

Появление на фоне лавинной короны стримеров и ветвей импульсной формы короны перераспределяет заряды в ее внешней зоне. Следует поэтому ожидать взаимного влияния обеих форм сильно развитой короны на процесс развития второй (лидерной) стадии искры.

В результате изучения импульсной формы короны на переменном напряжении установлено следующее.

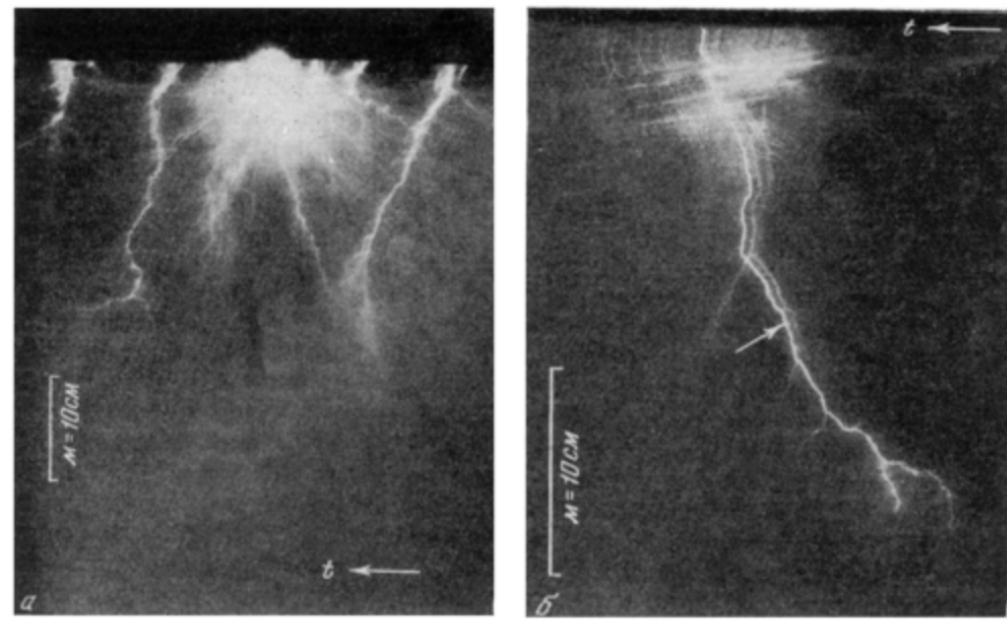
1. На единичной волне возникают элементы импульсной короны, аналогичные по виду элементам короны на импульсном напряжении, но они имеют токи на порядок величин меньше.

2. Такого же рода элементы наблюдаются и на плавно нарастающем переменном напряжении. Однако здесь наблюдается влияние их объемного заряда на элементы, возникающие на последующих полуволнах.

3. Явления, получившие в литературе названия «кистевой разряд», «пучковый разряд», «факельный разряд», — есть не что иное, как наложение друг на друга элементов импульсной короны на определенных участках поверхности коронирующего проводника в соответствующие полуperiоды напряжения.

б. Лидерная и главная стадии

Развитие второй стадии искры происходит из элементов импульсной короны при достаточном напряжении. Условия перехода приэлектродной части стеблей короны в термоионизованные каналы лидеров, видимо,



Фиг. VIII. 7. Импульсная корона и незавершенные лидеры в промежутке с—п, $S_0 = 130$ см на переменном напряжении (а); ступенчатое развитие незавершенного лидера в промежутке с—п, $S_0 = 130$ см, на положительной полуволне переменного напряжения (б)

создаются явлениями, описанными в п. 5 гл. II. Образование второй стадии начинается с незавершенных (заторможенных) лидеров, по внешнему виду похожих на лидеры, наблюдаемые на импульсном напряжении. В действительности структура лидера здесь значительно сложнее.

На фиг. VIII. 7, а представлена фотография развития искры в промежутке с—п ($S_0 = 130$ см), полученная ручной фотокамерой с разверткой и карцево-флюоритовым объективом. Заторможенные лидеры видны на фоне ветвей импульсной короны, регистрируемая длина которых на пленке достигает 20—25 см.

На фиг. VIII. 7, б видно, что каналу (длиной около 25 см) заторможенного лидера предшествуют несколько каналов возрастающей длины. После образования основного канала, показанного на фиг. VIII. 7, б стрелкой, образуются десятки очень бледных каналов, в деталях повторяющих путь основного канала и уменьшающихся по длине.

Характерно, что в рассматриваемом промежутке на отрицательной полуволне напряжения заторможенные лидеры не наблюдаются; послед-

ние обнаруживаются! лишь с возрастанием S_0 до 2,5–3 м. Важно отметить, что именно в этой области начинается сильное снижение E_{cp} (см. фиг. VIII. 19).

На фиг. VIII. 8 видны заторможенные лидеры на положительных (*a*, *b*) и отрицательных (*c*) полуволнах переменного напряжения в промежутке $c - p$ длиной 500 см (фотография сделана кварцевым объективом), при напряжении $U = 1700$ кв, близком к разрядному *. Импульсная корона, развивающаяся как с высоковольтного электрода, так и с конца ветвей лидера, вследствие большого удаления фотокамеры от разрядного промежутка и значительного поглощения ультрафиолетовой компоненты ее излучения объективом, на пленке не фиксируется.

Весьма схожие (феноменологически) предразрядные процессы были обнаружены много ранее при развитии искры на высокочастотном напряжении, даваемом катушкой Румкорфа (см. «Введение»).

Одной из особенностей полученной картины является отличие в феноменологии заторможенных лидеров на положительной и отрицательной полуволнах напряжения. Различие, видимо, обусловлено спецификой механизмов развития этих лидеров; оно, очевидно, влияет на величины U_p при положительной и отрицательной полуволнах.

Характерным в развитии лидера на положительной полуволне является его толчкообразное удлинение. Последовательные броски, удлиняющие канал, происходят с интервалами 200–800 мксек. Тонкие извилистые каналы окружены диффузным свечением с видимым диаметром ≈ 17 см (фиг. VIII. 8 – *a*); можно считать, что это свечение вызвано ионизационными процессами, происходящими на головке лидера.

В редких случаях можно наблюдать несколько положительных незавершенных лидеров в течение одного полупериода, развивающихся один вслед за другим по одному и тому же пути.

Специфической особенностью развития заторможенных лидеров при отрицательной полуволне напряжения является регулярная ступенчатость. Развитие лидера здесь происходит в течение большей части полупериода (5700 мксек) и состоит из 10–15 ступеней (фиг. VIII. 8 – *b*), следующих одна за другой с интервалами 300–500 мксек. Каждой новой ступени соответствует характерное искривление канала лидера, которое сохраняется и при возникновении последующей ступени **.

На основании обработки фотоматериалов, полученных в промежутке $c - p$ при $S_0 = 0,7 \div 6$ м и напряжении $U \approx U_p$, построены (фиг. VIII. 9) экспериментальные зависимости длины каналов лидеров от длины промежутка при положительных полуволнах. Каждая зависимость $l(S_0)$ построена на основании 250–600 отдельных измерений длины канала.

Зависимости $l(S_0)$ для различной вероятности c их появления (в процентах от общего числа замеров) имеют тенденцию к насыщению. На этом же графике построены (пунктиром) зависимости $l(S_0)$ для различных c .

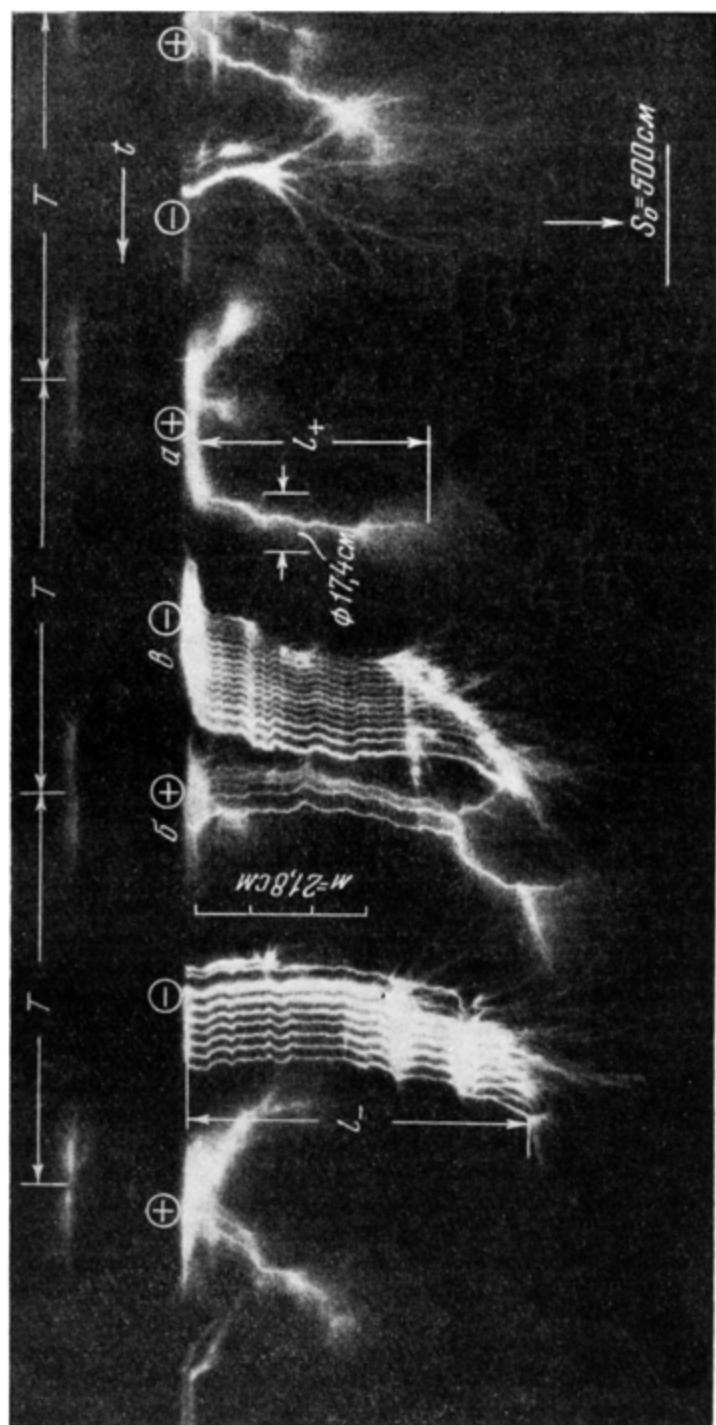
Чтобы наиболее полно зафиксировать всю область развития предразрядных явлений, сопровождающихся ионизационными процессами и, следовательно, световыми эффектами, фотокамеру периодически останавливали и производили стационарные фотоснимки с большой экспозицией.

Размеры области R , занятой лидерным каналом и его ветвями, получались существенно больше длины каналов незавершенных лидеров.

Зафиксированные на фиг. VIII. 9 результаты могут быть объяснены следующим образом:

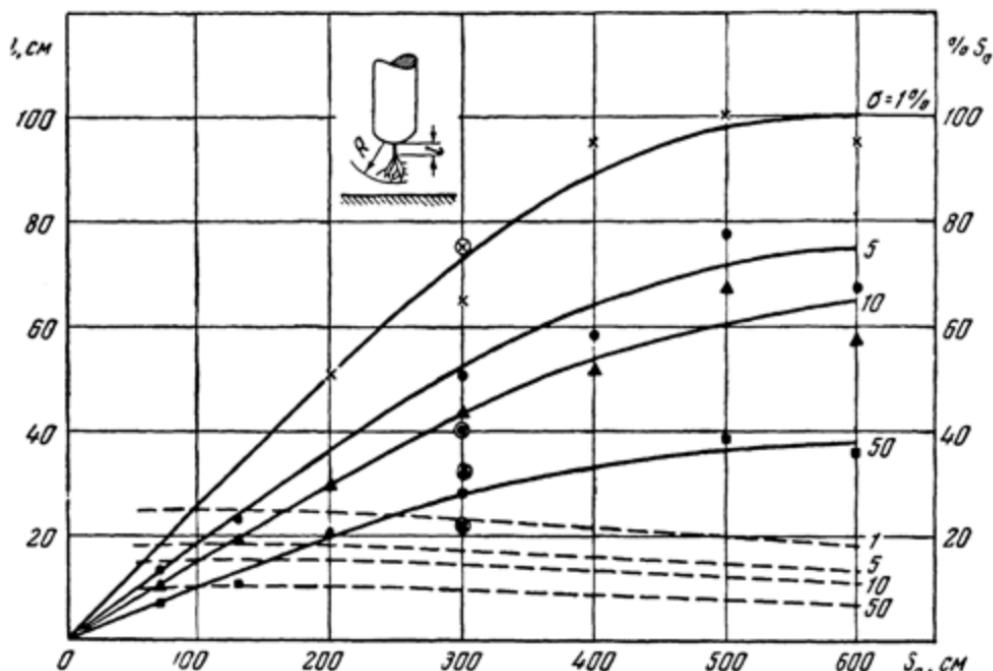
* В экспериментах участвовал Е. Н. Браго.

** Менее светосильный объектив и большая удаленность фотоаппарата от искры не дали возможности выявить детали процесса угасания каналов заторможенных лидеров.



Фиг. VIII. 8. Незавершенные лидеры в промежутке с—п при переменном напряжении

При возрастании напряжения на промежутке с — п у стержня возникает лавинная корона, которая внедряет в приэлектродное пространство объемный заряд, стабилизирующий градиенты на электроде, что препятствует развитию импульсной короны до тех пор, пока увеличивающееся напряжение и выравнивающееся у электрода поле не создадут необходимых предпосылок для возникновения импульсной короны и заторможенных лидеров.



Фиг. VIII. 9. Зависимость длины канала l незавершенных лидеров от S_0 при разных σ и зависимость l в % от S_0 .
Точки \bigcirc относятся к импульсному напряжению.

То, что пробой наступает при установленной номинальной величине U_p , лишь после некоторого интервала времени, обусловлено случайными флуктуациями напряжения и физических условий в промежутке, которые приводят к закономерной последовательности развития лидеров.

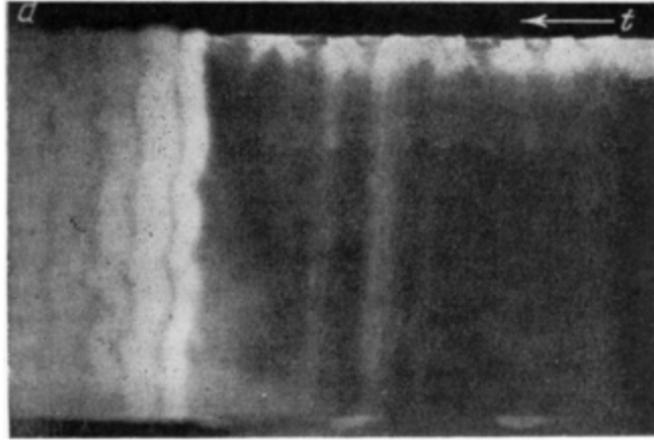
Обнаружено далее, что с удлинением заторможенных лидеров с головок их каналов появляются светящиеся нити, перекрывающие весь промежуток, подобно тому как это наблюдалось при разряде на импульсном напряжении. Однако если в том случае пучок нитей расходился, здесь (фиг. VIII. 10а) нити, отходящие от концов ветвей заторможенного лидера, лишь вначале слабо расходятся, а на большей части своей длины идут параллельным пучком. В некоторых случаях такие пучки нитей наблюдаются за один период перед пробоем; они указывают на наличие ионизационных процессов по всей длине промежутка.

На фиг. VIII. 10 б видно, что среди общего широкого пучка нитей происходит отшнурование узкого параллельного пучка, являющегося как бы пилот-лидером.

Следующим этапом развития процесса после заторможенного лидера является лидер, перекрывающий весь промежуток; за ним развивается главная стадия. На фоторазвертке фиг. VIII. 11 виден лидер с его ветвями и главная стадия при пробое в промежутке с—п, $S_0 = 100 \text{ см}$, а на фиг. VIII. 12 приведена осциллограмма тока первого пробоя с характерным пиком ($I_m = 100 \text{ A}$), свойственным главной стадии.

Дальнейшее развитие разряда — переход его через финальную стадию в дуговую — зависит от R_T и C (фиг. VIII. 1).

При больших R_T (2,5—15 к μ ом) и малом C (10—20 пк μ) в промежутке с — п первый пробой (происходящий на положительной полуволне) приводит к резкому спаду напряжения на электродах, которое затем восстанавливается. Второй пробой происходит также на положительной полуволне, после чего финальная стадия переходит в дугу, которая горит каждый полупериод. При увеличении C первый пробой происходит также на положительной полуволне, а следующий — на очередной отрицательной полуволне. Дуга переменного тока горит далее каждый полупериод. Иногда через 100—150 полупериодов дуга гаснет, и тогда происходит вторичный пробой, аналогичный первому. Дальнейшее увеличение C до 250 пк μ приводит



Фиг. VIII 10. Заторможенные лидеры и нитевидные образования с концами ветвей и каналов:

а — промежуток с-п; $S_0 = 100$ см; б — промежуток п-ш;
 $D = 3$ см; $S_0 = 30$ см



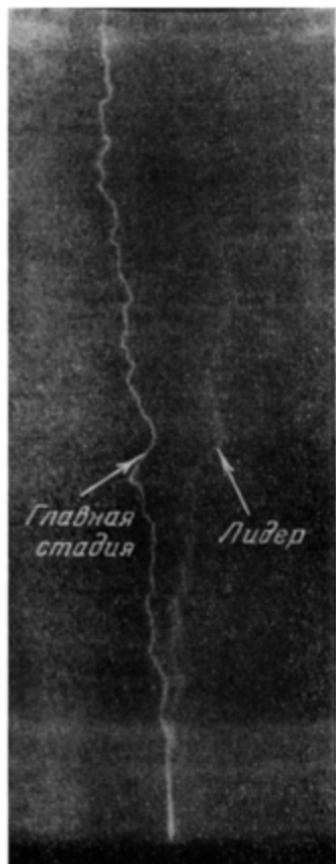
к ослаблению свечения дуги; весь процесс разряда представляет собой серию пробоев (имеющих лидерную и главную стадии) на положительных полуволнах. Уменьшение R_T приводит к явлениям, аналогичным увеличению C . При определенной величине R_T (30—70 к μ ом) и $C = 300 \div 5000$ пк μ после пробоев на положительных полупериодах напряжения на отрицательных полупериодах наблюдались перенапряжения, которые не вызывали пробоя промежутка. Более подробно это явление, названное «эффектом упрочнения», рассмотрено в § 4 настоящей главы.

Исследование развития искры в более длинных промежутках ($S_0 = 200 \div 750$ см), проведенное в НИИПТ, показало, что феноменология разряда аналогична описанной выше. Однако отдельные стадии искры отличаются большей интенсивностью и величиной структурных элементов.

В промежутке с — с/п характер перехода искры в дугу также обусловлен параметрами цепи и в общем протекает подобно рассмотренному выше. Детали этого процесса здесь не рассматриваются [1].

Средняя скорость головки лидера при изменении S_0 от 100 до 400 см близка к величине $3,0 \cdot 10^6$ см/сек.

В отличие от описанных случаев промежутков, которые можно назвать типовыми, когда первый пробой наступает на положительной полуволне напряжения, в одном типе промежутка начальные пробои происходили при отрицательной полярности волны. В этом случае верхним электродом служила алюминиевая горизонтальная трубка диаметром 10 мм, расположенная на высоте 1,7—2,0 м, с укрепленным на ней острием длиной 7 см. Под этим острием на плоскости устанавливался стержень. При повышении напряжения первые лидерные и главные стадии (при этом повторно) происходили на отрицательной полуволне; следующая за ней положительная полуволна не вызывала пробоя промежутка. Новый пробой происходил на следующей положительной полуволне, и искра подхватывалась дугой.



Фиг. VIII. 11. Фоторазвертка лидерной и главной стадии, полученная при помощи скоростной фотокамеры (промежуток с—п)

3. РАЗРЯДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЛИННЫХ ПРОМЕЖУТКОВ

На фиг. VIII.13 представлены разрядные характеристики по данным [10] для промежутков с—п и с—с, полученные на переменном напряжении промышленной частоты (60 Гц).

Для промежутка с—п разрядные напряжения U_p в [10] экспериментально определены для S_0 до 4,5 м. Для симметричного промежутка с—с напряжение U_p там указывалось относительно нейтрали; это дает возможность построить разрядную характеристику $U_p(S_0)$ для S_0 до 9 м удвоением масштабов S_0 и U_p , что сделано на фиг. VIII.14 — кривая 2.

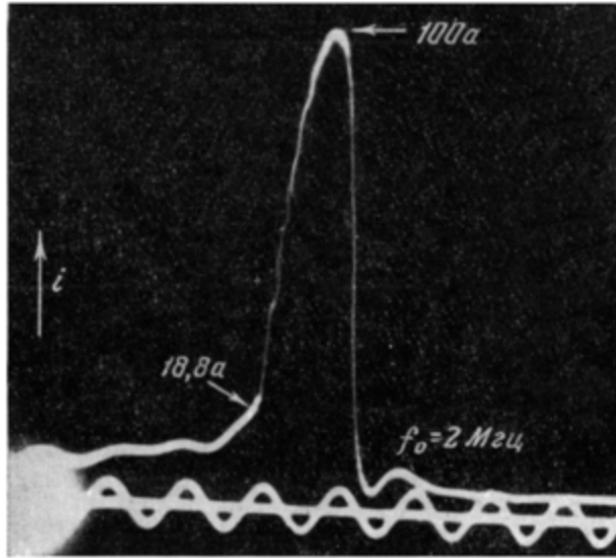
Из приведенных на фиг. VIII.13 и VIII.14 кривых можно заключить, что уменьшение средних разрядных градиентов $E_{cp} = U_p/S_0$ имеет место не только в промежутке с—п, но также и в промежутке с—с.

Таким образом, уменьшение E_{cp} с увеличением S_0 является органическим свойством разряда в многометровых промежутках при напряжениях промышленной частоты.

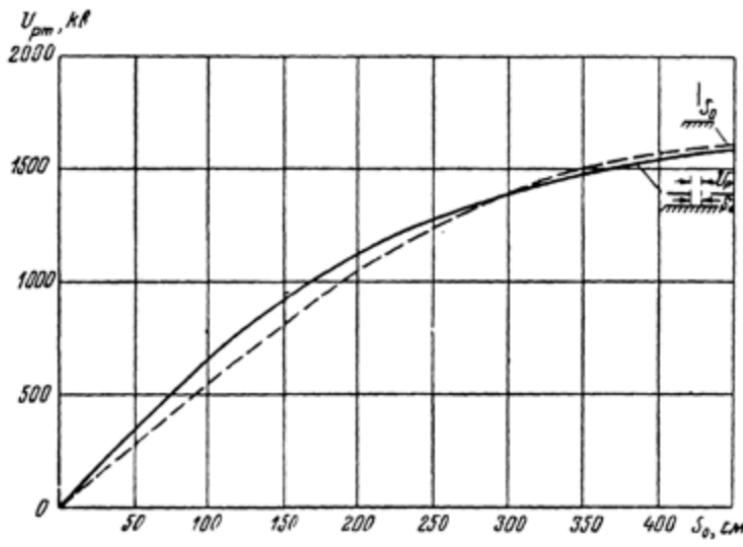
Однако, как будет показано ниже, исследование факторов, влияющих на снижение E_{cp} , может быть в основном сосредоточено на промежутке с—п. На основании характеристики $U_p(S_0)$ для промежутка с—п, приведенной (пунктиром) на фиг. VIII.13 и перенесенной на фиг. VIII.15 (кривая 2), построена удвоением масштабов S_0 и U_p зависимость (3); при этом имелось в виду проверить, насколько это построение отобразит экспериментальную характеристику, полученную для промежутка с—с.

Как видно из сопоставления соответствующих характеристик примененный здесь метод построения $U_p(S_0)$ дает удовлетворительные результаты для области до 5 м и хорошее совпадение в зоне S_0 от 5 до 9 м.

На фиг. VIII.16 воспроизведены зависимости $U_p(S_0)$, полученные в [11] для промежутков с—п (кривая 1) и с—с/п (кривая 2, 3) при переменном напряжении промышленной частоты. Если рассматривать



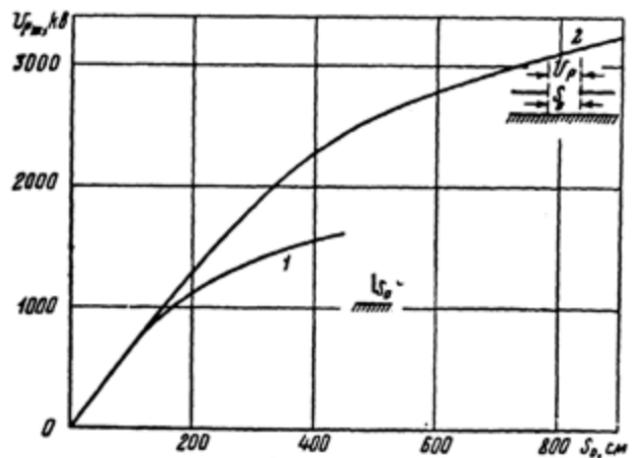
Фиг. VIII. 12. Осциллограмма тока разряда, аналогичного изображенному на фиг. VIII. 11



Фиг. VIII. 13. Разрядные характеристики промежутков с—п и с—с на переменном напряжении

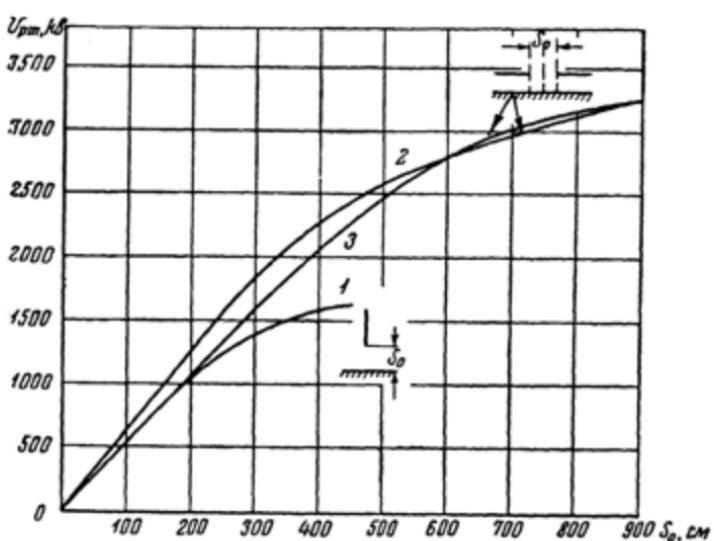
промежуток с—п как вырожденный случай промежутка с—с/п при стремлении длины нижнего стержня l_H к нулю, можно ожидать уменьшения U_p для уменьшающегося l_H . Действительно, уже в [10] было показано, что увеличение l_H от нуля до 4,5 м приводит к возрастанию U_p в промежутке с—с/п длиной $S_0 = 2,7 \text{ м}$ с $U_p = 1300 \text{ кв}$ до $U_p = 1540 \text{ кв}$, т. е. на 18%.

Следует отметить, что при $S_0 = 2,7$ м симметричный промежуток с—с той же длины $S_0 = 2,7$ м, расположенный на высоте 9 м, имеет $U_p = 1700$ ке, что дает повышение прочности еще на 9 %. Отсюда



Фиг. VIII. 14. Разрядные характеристики промежутка с—с на переменном напряжении:

1 — по данным [10]; 2 — удвоение характеристики 1



Фиг. VIII. 15. Разрядные характеристики промежутков с—с и с—п на переменном напряжении:

1 — [10]; 2 — удвоение характеристики; 3 — построено удвоением характеристики [10] для промежутка стержень — нейтраль

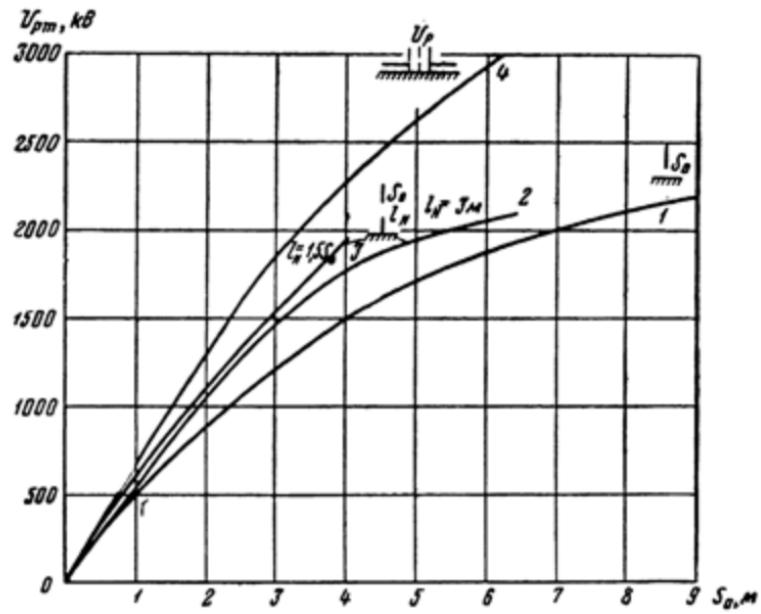
следует заключить о различном влиянии земли на распределение поля в промежутках с—с/п и с—с.

Изучение влияния длины l_H на $U_p(S_0)$, произведенное позднее [11], подтвердило сделанные выводы.

Следовательно, можно рассматривать прочность промежутка с—с в условиях малых влияний на него посторонних полей или заземленных объектов как предельную для промежутка с—с/п, прочность которого в свою очередь всегда больше, чем у промежутка с—п.

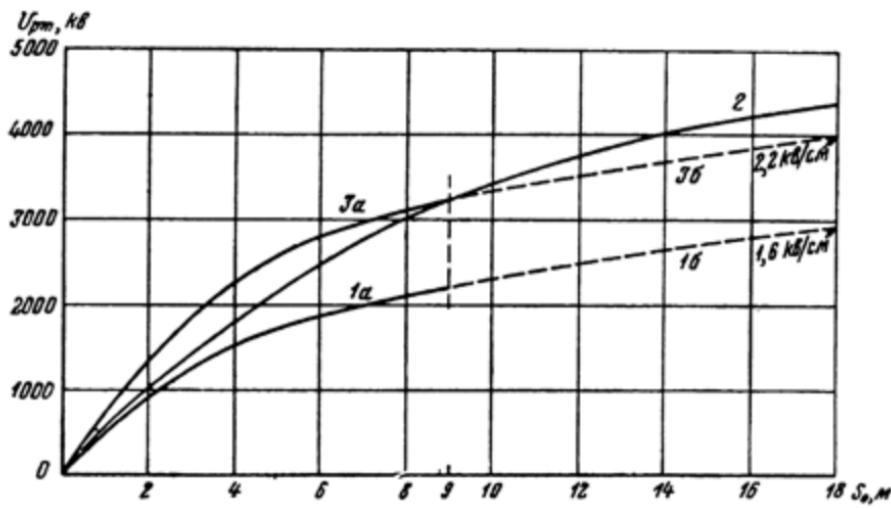
То, что U_p для промежутка с—с может быть построено удвоением значения U_p для промежутка с—п, можно выразить в более короткой записи следующим образом:

$$U_{p(c-c)} = 2U_{p(c-n)}. \quad (4)$$



Фиг. VIII. 16. Разрядные характеристики с—п, с—с/п, с—с на переменном напряжении:

1, 2, 3 — по данным [11]; 4 — по данным [10]



Фиг. VIII. 17. Экстраполяция U_p на большие S_0 :

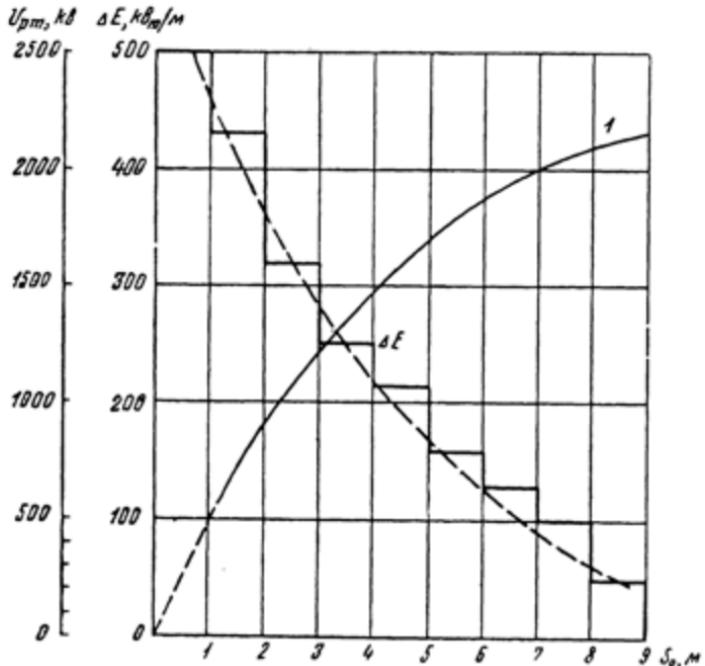
$1a$ — промежуток с—п [11]; $1b$ — построена по кривой 2 делением ее на 1,5; 2 — построена удвоением кривой $1a$; $3a$ — промежуток с—с [10]; $3b$ — экстраполяция зависимости $3a$

Учитывая возможную различную прочность промежутка с—п и с—с + п [12], получим более точную формулу:

$$U_{p(c-c)} = U_{p(c-n)} + U_{p(-c+n)}. \quad (5)$$

В настоящее время данных о $U_{p(c-n)}$ для длинных промежутков нет, что заставляет пока пользоваться менее точной формулой (4).

Отмеченное обстоятельство позволяет сделать попытки использования характеристики 1 на фиг. VIII.16 для построения $U_p(S_0)$ промежутков с — с длиной до 18 м (фиг. VIII.17). Сравнение полученной зависимости 2 с экспериментальной кривой 3а, снятой до $S_0 = 9$ м, показывает, что при $S_0 = 9$ м можно ожидать в действительности несколько более низких значений U_p , чем полученных построением. Можно считать, что E_{cp} для $S_0 = 18$ м промежутка с — с не будет превышать 2,2 кв_м/см.



Фиг. VIII. 18. Напряженность поля ΔE на переменном напряжении: 1 $U - U_0(S_0)$ — промежуток с — с [11]

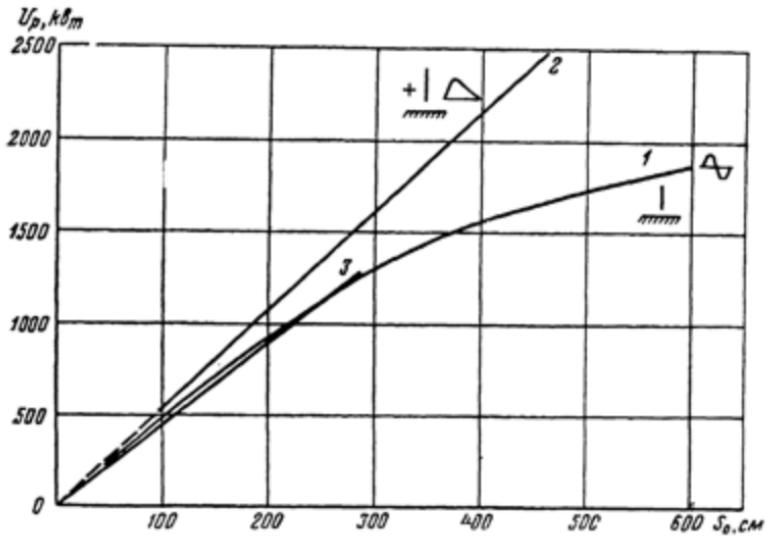
Если принять, что отношение $\beta_0 = U_{p(c-c)} / U_{p(c-n)}$ по данным кривых 1 и 3 на фиг. VIII.17, нарастающее от 1,4 (при $S_0 = 2,5$ м) до 1,5 (при $S_0 = 9$ м), сохранится при больших S_0 равным $\beta_0 = 1,5$, можно предполагать, что для промежутка с — с длиной $S_0 = 18$ м E_{cp} не будет превышать 1,6 кв_м/см.

На фиг. VIII.18, согласно $U_p(S_0)$ по [11], построена зависимость $E_{cp}(S_0)$ и, кроме того, приведены дифференциальные градиенты ΔE , под которыми имеется в виду отношение $\Delta U_p / \Delta S_0$, взятое в разных точках рассматриваемой зависимости $U_{pm}(S_0)$.

Как видно, для пробоя первого метра требовалось $\Delta E = 500$ кв_м/м, для пробоя второго достаточно $\Delta E = 430$ кв_м/м, а для пробоя девятого нужно $\Delta E = 57$ кв_м/м. По зависимости 2 на фиг. VIII.17 можно определить, что ΔE в промежутке с — с при $S_0 = 18$ м не превзойдет 40—50 кв_м/м.

Отсюда можно заключить, что с увеличением S_0 U_p стремится к предельной величине. Наблюдаемое снижение E_{cp} с увеличением S_0 , очевидно, должно быть связано с особенностями развития лидера, отмеченными выше.

Некоторые вопросы разрядных напряжений. Приведенные на фиг. VIII.19 разрядные характеристики $U_p(S_0)$ промежутка с—п для импульсного напряжения с формой волны $+1,5/40$ мксек ($S_0 \leq 4,5$ см), переменного напряжения 50 Гц ($S_0 \leq 6$ м) и постоянного напряжения ($S_0 = 2,75$ м) показывают влияние типа напряжения на U_p . Как уже указывалось в гл. VII, ожидаемые близкие значения U_p при импульсном и постоянном напряжениях в промежутке с—п подтверждаются экспериментом. Важным результатом экспериментов является получение существенно меньших значений U_p при переменном напряжении, чем при импульсном для $S_0 > 300$ см и существенное снижение E_{cp} с возрастанием S_0 .



Фиг. VIII.19. Разрядные характеристики на различных типах напряжения:

1 — по данным [1]; 2 — по данным [16]; 3 — по данным [1], гл. VII

Рассмотрение физических процессов, приводящих к пробоям при различных S_0 в промежутке с—п при переменном напряжении, произведем раздельно для определенных интервалов S_0 .

Из приведенной на фиг. VIII.4 зависимости $U_p(S_0)$ для промежутка с—п (стержень диаметром 2 см со скругленным концом) видно, что E_{cp} изменяется от 14,5 кВ/см до 5 кВ/см в диапазоне $S_0 = 3 - 90$ см. Высокие значения E_{cp} при $S_0 = 3 - 5$ см объясняются тем, что поле в промежутке выравнено полусферическим концом стержневого электрода. В области $S_0 \geq 5 - 10$ см все еще значительные E_{cp} обусловлены упрочняющим действием возникающей короны. В промежутках до 30—40 см можно считать, что внешняя зона короны имеет унипольярный объемный заряд. Как видно из кривых 2—3 на фиг. VIII.4, разрядное напряжение промежутка $S_0 = 30 - 40$ см достигает $\Delta U = 500$ кВ. Если считать, что в промежутках с—п, длиною $S_0 > 1$ м стержневой электрод будет иметь при $U \approx U_p$ корону такой же интенсивности, то можно считать, что приэлектродное падение напряжения сохранит упомянутую величину ΔU . Однако с увеличением S_0 в промежуток лавинной и импульсной короной, а также заторможенными лидерами выносятся положительные и отрицательные заряды. В результате диффузии образуется более или менее равномерная ионизированная область — «плазма».

При рекомбинации зарядов «плазмы» в промежутке выделяется энергия, как в виде излучения, так и в виде увеличения кинетической энергии

образовавшихся частиц. Эти процессы увеличивают вероятность образования электронных лавин, что способствует развитию лидера. За счет усиленного выделения свободных электронов плотность тока разряда увеличивается, что, в свою очередь, при той же мощности лидера ведет к уменьшению E_{cp} .

В зоне $S_0 = 250 \div 300$ см со стержня начинается развитие отрицательных заторможенных лидеров, которые, внося дополнительные порции объемного заряда, способствуют уменьшению приэлектродного слоя высоких градиентов и усиливают благоприятную для продвижения лидера роль отрицательного заряда во всем разрядном промежутке.

Возникновение этих явлений следует связать с увеличением градиентов потенциала на электроде при возрастании S_0 .

Область ($S_0 > 300$ см) характеризуется дальнейшим относительным снижением роли приэлектродной зоны и усилением эффекта «плазмы» в промежутке, что ведет к еще большему снижению E_{cp} .

Анализ имеющихся материалов и полученных нами экспериментальных результатов дает возможность высказать следующее предположение. Средний разрядный градиент в воздухе вдали от коронирующих электродов при наличии в промежутке «плазмы», создаваемой лавинной и импульсной формами короны и заторможенными лидерами, близок к $E_n = 1 \div 1,3$ кв/см, по крайней мере в области $S_0 = 10 \div 20$ м. Наблюдающиеся значения E_{cp} при $S_0 < 5 \div 9$ м, значительно превосходящие назначенные E_n , обусловлены высокими градиентами (E) в приэлектродных областях. Этим положением может быть объяснен спад E_{cp} с увеличением S_0 и стремление E_{cp} к E_n .

Степень влияния E на E_n зависит от конфигурации электродов и длины S_0 .

На основании высказанного положения можно производить приближенные определения U_p , однако сама величина E_n и более точные сведения о величинах ΔU в приэлектродных зонах нуждаются в подробном исследовании.

По поводу существенно отличного вида зависимости $U_{pi}(S_0)$ от $U_p(S_0)$ (фиг. VIII. 19) можно высказать следующее.

Развитие искры при изменяющемся напряжении идет с рядом особенностей по сравнению с развитием ее при постоянном напряжении.

Особенно резко эти особенности проявляются при импульсном напряжении, к нему относятся:

1) Величина начального напряжения импульсной короны (U_k), как это было показано в гл. II, зависит от скорости нарастания (A) волны напряжения.

2) Величина начальной напряженности (E_k) на поверхности электрода увеличивается с ростом A .

3) В силу дискретности элементов импульсной короны, напряженность E может превышать в различных точках поверхности электрода величину E_k , что способствует развитию в них импульсной короны.

4) На участке поверхности электрода, с которого развивается элемент импульсной короны, E_k в общем случае не является постоянной величиной (стабилизированной во времени объемным зарядом).

Объяснение возрастания U_{pi} при увеличении A следует искать в том, что развитие импульсной короны и лидера идет во времени и, если A весьма велико, то даже за очень малые Δt напряжение на промежутке успевает значительно увеличиться. Так, например, даже за $\Delta t = 50 \div 100$ нсек, которое близко ко времени развития импульсной короны, при $A = 5000$ кв/м² нсек прирост напряжения $\Delta U = \Delta t \cdot A$ сверх U_k достигает 250—500 кв.

Далее наши опыты показали, что развитие заторможенных лидеров при импульсном напряжении в общем подобно развитию их на переменном напряжении. Например, для $S_0 = 300$ см каналы заторможенных лидеров при переменном и импульсном напряжениях для равных практически одинаковы (фиг. VIII. 9), но при этом $U_p = 1300$ кв, а $U_{pi} = 1600$ кв, что подтверждает высказанное соображение о роли A .

Существенно отметить, что при импульсном (униполярном) напряжении в промежутке нет «плазмы», которая могла бы играть роль фактора снижения E_{cp} . В связи с этим понятно, что средние градиенты в промежутке не будут подвергены сильным колебаниям с изменением S_0 . Однако полная линейность $U_{pi}(S_0)$ пока не является объясненной.

Сравнение $U_p(S_0)$ при переменном и импульсном напряжениях для промежутка с—с показывает, что обе зависимости имеют вид, подобный таковому для промежутка с—п, но большие разрядные напряжения. Физические процессы развития искры должны быть здесь такими же, как и в промежутке с—п.

Наблюдающееся увеличение U_{pi} и U_p можно считать результатом влияния в данном случае двух приэлектродных зон; это положение подкрепляется еще и тем, что в процентном отношении U_{pi}/U_p при увеличении S_0 уменьшается.

Существенным для высоковольтной техники является вопрос о влиянии на величину U_p импеданса в разрядной цепи.

Из опыта исследования импульсных разрядов известно, что при изменении внутреннего сопротивления ГИН и тормозного сопротивления в несколько десятков раз минимальное импульсное напряжение не менялось. Учитывая импульсный характер начала пробоя промежутка при переменном напряжении, можно предположить независимость (или небольшую зависимость) U_p от включения в схему защитного и тормозного сопротивлений, которые (во всяком случае защитные) обязательно присутствуют во всех лабораторных схемах измерений (здесь следует еще добавить, что емкость ошибки при развитии искры играет роль ГИН).

На основании этого предположения можно сделать вывод о приблизительной эквивалентности лабораторных и эксплуатационных условий для перекрытия промежутков и определения U_p . Все же здесь необходимо прямое экспериментальное подтверждение высказанного положения для промежутков различной длины и формы.

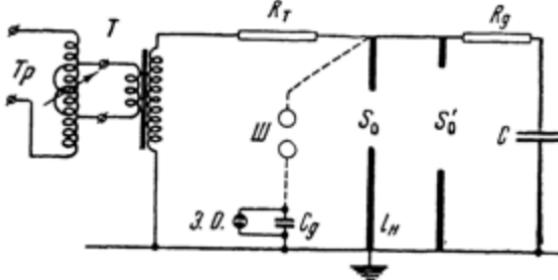
Опыты на постоянном напряжении также подтверждают, что изменение R_t в пределах от тысячи ом до многих мегом не влияет на U_p . Эти факты находятся в соответствии с тем, что, с одной стороны, критические значения тока, при которых происходит развитие из стебля импульсной короны канала заторможенного лидера, весьма невелики (гл. II). С другой стороны, напряжение, при котором появляется заторможенный лидер, и напряжение перехода его в лидер, перекрывающий весь промежуток (и вызывающий пробой), близки по величине.

4. ЭФФЕКТ УПРОЧНЕНИЯ ПРОМЕЖУТКА ПОСЛЕ КОНДЕНСИРОВАННОГО РАЗРЯДА

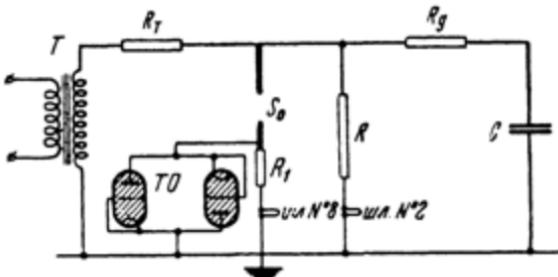
Было обнаружено [1], что после пробоя воздушного промежутка между двумя электродами, параллельно которым присоединена емкость, большая определенной величины, прочность промежутка не только весьма быстро восстанавливается, но и делается намного больше первоначальной. Этот процесс назван «эффектом упрочнения». Отношение $\beta = U_n/U_1$, где U_n — максимальное напряжение, выдерживаемое промежутком после первого пробоя, а U_1 — максимальное напряжение первого пробоя (фиг. VIII. 22), зависит от параметров схемы и типа промежутка.

Проявление эффекта упрочнения наглядно иллюстрируется следующим экспериментом. Переменное напряжение подается на два параллельно соединенных промежутка (фиг. VIII. 20). Промежуток S_0 в 1,8—1,9 раз больше S_0' . При медленном подъеме напряжения трансформатора T происходит пробой в S_0 , который не только не ведет, как обычно, к закорачиванию цепи и протеканию через промежуток дугового тока, но через короткое время сменяется пробоем S_0' . Если первичное напряжение трансформатора не отключать, серии пробоев в S_0 сменяются пробоем S_0' .

Эффект упрочнения может иметь практическое значение для испытательных стендов и установок, схема которых приводится к изображенной



Фиг. VIII.20. Принципиальная схема установки, в которой проявляется эффект упрочнения.



Фиг. VIII. 21. Измерение напряжения на промежутке и предпробойного тока при эффекте упрочнения

на фиг. VIII. 20, так как он может вести к перекрытию или пробою изоляции трансформатора и ошиновки.

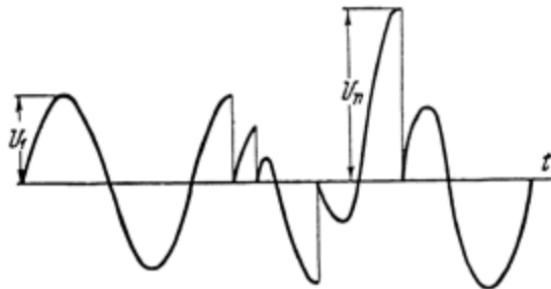
Эксперименты и результаты. Напряжение от трансформатора T (100/100, фиг. VIII. 20), имеющего на низкой стороне регулировочный трансформатор T_p (A - ОСК - 25/0,5), через тормозное сопротивление $R_T = 2 \div 400$ к Ω подавалось на промежуток с/с — п длиной $S_0 = 15 \div 97$ см. Стержень представляет собой дюралюминиевую трубку диаметром 25 м m с наконечниками в виде полусферы такого же диаметра. Наконечниками служили также конус с диаметром скругления при вершине 2 м m и шары диаметром 50 м m . Длина нижнего стержня l_H соответствовала условию: $l_H \gg 1,5 S_0$. Параллельно промежутку через сопротивление $R_g = 40 \div 400$ о Ω присоединялась емкость $C = 3000 \div 5000$ п F .

Для регистрации напряжения применялось несколько вариантов схемы измерения. На фиг. VIII. 20 представлен пунктиром емкостный делитель. Напряжение с нижнего плеча делителя C_g подавалось на электронный осциллограф. Применялась также запись шлейфовым осциллографом, который включался через омический делитель R (фиг. VIII. 21) *.

* В опытах участвовала Г. И. Смирнова

На фиг. VIII. 22 схематично показана типовая осциллограмма напряжения на промежутке, характеризующая его упрочнение — $\frac{U_n}{U_1} > 1$.

Для измерения малых токов $i_n = i_{cn} + i_{kn}$, где i_{cn} — ток смещения, а i_{kn} — ток короны (индекс n указывает номер положительного полупериода, отсчитываемого от первого пробоя), протекающих через промежуток S_0 перед и между пробоями, применялась отсечка TO (см. фиг. VIII. 21). Последняя состоит из двух мощных тиаратронов ТГИ 15/3000, включенных как диоды параллельно шлейфу № 8, последовательно с которым включено сопротивление $R_1 = 1000 \text{ ом}$. Как положительный, так и отрицательный ток i_c разряда конденсатора C проходит через тиаратроны, а ток i_n не способен вызвать зажигание тиаратронов от напряжения $i_n R_1$. Благодаря этой схеме удалось зарегистрировать ток



Фиг. VIII. 22. Осциллограмма напряжения, показывающая частичные пробои и упрочнения промежутка

самым чувствительным шлейфом (чувствительность 13 м.м/ма), который в области частот 20—150 Гц регистрирует ток достаточно точно.

В описанных схемах исследовались зависимости коэффициента β от параметров R_T , R_g , C и от диаметра наконечников электродов и были установлены некоторые закономерности; величина β менялась от ~ 1 до 1,9.

Необходимо отметить большую роль устройства, осуществляющего плавный подъем напряжения, на изучаемый процесс. Так, если регулировка напряжения осуществлялась активным сопротивлением (водяным реостатом), то $\beta \leq 1,2$ даже при оптимальных условиях. Уменьшение β в последнем случае объясняется тем, что отсутствие реактанса в первичной цепи трансформатора приводит к отсутствию перенапряжений на промежутке S_0 и, наоборот, присутствие индуктивности вызывает перенапряжения, близкие к двухкратным. Большое сопротивление R_T демпфирует собственные колебания цепи, приводящие к перенапряжениям.

Было проверено действие разряда на поверхность электродов. Гладко полированные электроды после 5—6 пробоев были выщерблены (эррозированы), причем на верхнем и нижнем электродах было одинаковое число пятен эрозии.

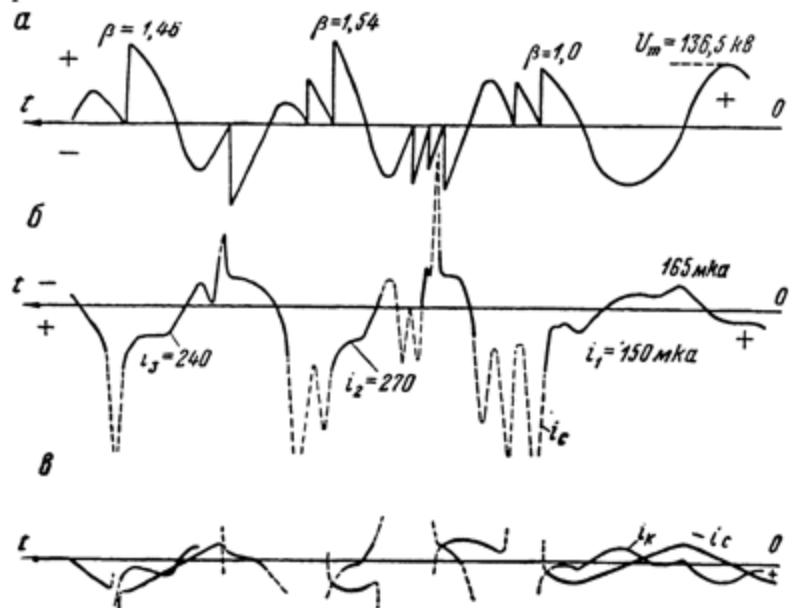
На фиг. VIII. 23 приводятся осциллограммы i_n и u_t , снятые одновременно. Первому пробою, происходящему на положительной полуволне верхнего стержня при $\beta = 1$, предшествует ток $i_1 = i_{c1} + i_{k1} = 150 \text{ мкА}$ (i_{k1} и i_{c1} коронный ток и ток смещения перед первым пробоем), который переходит в ток i_c в момент пробоя. Как видно, уже на втором положительном полупериоде $\beta = 1,54$ и $i_2 = 270 \text{ мкА}$, на третьем $\beta = 1,46$ и $i_3 = 240 \text{ мкА}$. Токи i_2 и i_3 больше тока i_1 потому, что с ростом напряжения ток i_c растет пропорционально u_t . Разложение тока i_n показало

(фиг. VIII. 23, а), что коронный ток i_{kn} на втором, третьем и т. д. положительных полупериодах не больше тока i_{k1} , хотя с ростом напряжения u_t на промежутке i_{kn} должен расти пропорционально u_t^2 . Этот вывод важен для раскрытия природы эффекта упрочнения.

Из приведенных выше результатов выявляются два фактора:

а) при определенных параметрах схемы на промежутке после первого пробоя возникают перенапряжения, достигающие примерно двухкратных от U_1 ;

б) в силу упрочнения промежутка эти перенапряжения выдерживаются им либо без пробоя, либо пробой происходит при повышенном в 3 раза напряжении.



Фиг. VIII. 23. Осциллограммы напряжения (a) полного предпробойного тока (b) и составляющих i_k и i_c (c)

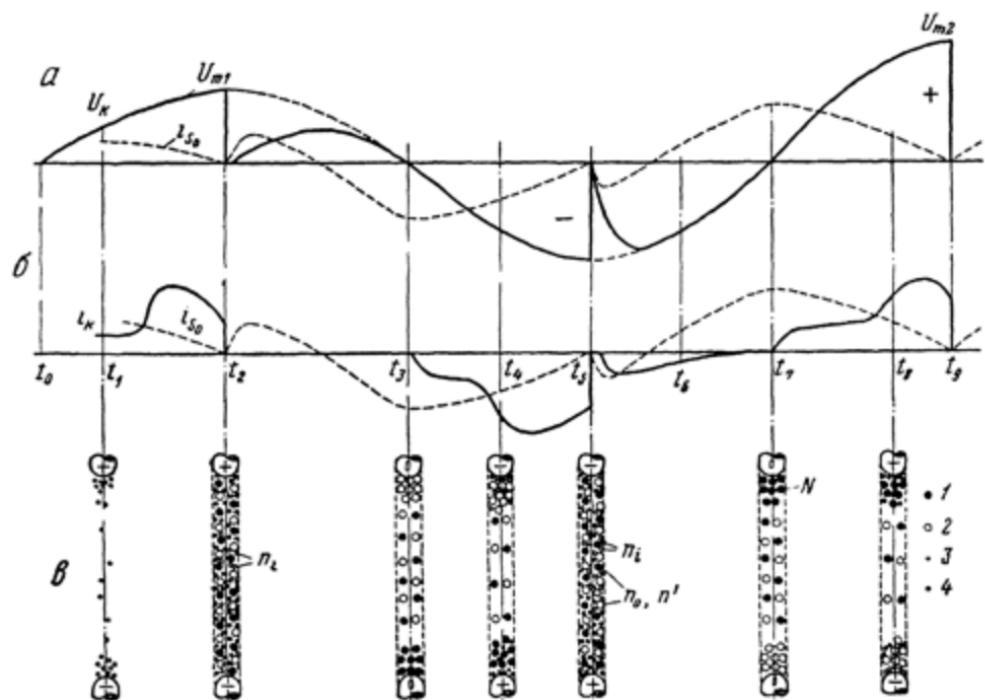
Пробой промежутка S_0 равносителен его закорачиванию каналом мощного искрового разряда. В пробитом промежутке течет быстро затухающий ток i_c разряда емкости C с начальной амплитудой $I_c = U_c/z$, где z — импеданс разрядной цепи. При достаточно малых z , применявшихся в опытах, I_c достигает сотен и тысяч ампер.

Фактически в этих опытах параллельно промежутку S_0 был подключен ГИН, зарядка которого осуществлялась переменным напряжением с частотой 50 гц с константой заряда $R_T C = 200 \text{ мксек}$ ($R_T = 40 \text{ ком}$; $C = 5000 \text{ пФ}$), в некоторых случаях $R_T C$ достигала 10 мксек. Такие малые константы заряда обеспечивают двух- и трехкратные пробои промежутка в течение одного полупериода. Константа разряда емкости при этом была $R_g C = 0,2 \text{ мксек}$ ($C = 5000 \text{ пФ}$, $R_g = 40 \text{ ом}$); таким образом, в случае схемы фиг. VIII. 20 после первого пробоя на каждом полупериоде происходил двух- и трехкратный конденсированный разряд емкости при амплитудном напряжении.

Электромагнитные процессы в схеме могут быть в первом приближении описаны аналогично случаю включения контура RLC , на амплитуду переменного напряжения. Эквивалентные параметры схемы оказались таковы, что собственная частота контура была близка к 50 гц. Этим объясняется восстановление напряжения на промежутке в виде бисений. Как

известно, в начальной стадии биение характеризуется постепенным увеличением амплитуды.

На фиг. VIII. 24 дана общая картина развития процесса, где *a* и *b* показывают ход напряжения и токов i_{so} , i_c и i_k . Кривые представляют собой повторение осциллографов, отличающихся от экспериментально полученных тем, что они дают лишь основные, типичные закономерности изменения исследуемых величин и не учитывают флуктуации, характер



Фиг. VIII. 24. Идеализированная картина процесса упрочнения:
a — изменение напряжения и тока; *b* — предпробойный ток; *c* — распределение заряженных частиц и ионов в промежутке; 1 — положительно заряженные частицы; 2 — отрицательно заряженные частицы; 3 — положительные легкие ионы; 4 — отрицательные легкие ионы.

ные для газоразрядных процессов. Фиг. VIII. 24, *c* дает схематическое изображение элементарных процессов, приводящих к упрочнению.

Из фиг. VIII. 24 видно, что при повышении напряжения до величины U_K начинается корона, внедряющая в промежуток S_0 положительные и отрицательные ионы. После развития искры на амплитуде U_{m1} через канал проходит высокочастотный ток i_c разряда конденсатора C , достигающий 1000 a (ток на фиг. VIII. 24 не дан). Длительность разряда C измеряется одной или несколькими микросекундами. Искра оставляет в промежутке высокоионизированную плазму, содержащую, помимо ионов воздуха, еще и пары металла электродов, вызванные эрозией их поверхности. Эти «частицы» располагаются вблизи электродов и, имея малую подвижность, практически не смещаются, образуя как бы барьер у электродов (фиг. VIII. 24, *c*). Ударное расширение канала затухает быстро, за несколько микросекунд.

Напряжение на промежутке, упавшее после пробоя практически до нуля, начинает восстанавливаться, темп восстановления определяется константой $R_T C$ (момент t_2).

Одновременно с восстановлением напряжения происходит смещение положительных и отрицательных ионов в направлениях соответственно

отрицательного и положительного стержней и передача заряда частицами металла.

Вследствие рекомбинации и перехода на электроды ионы к моменту t_3 практически исчезают из промежутка.

После момента t_3 полярность электродов изменяется, и, следовательно, около каждого из них оказывается пространственный заряд того же знака. Под действием этих зарядов напряженность поля на поверхности электродов уменьшается, что задерживает развитие короны, а вместе с тем и лидерного процесса.

При достаточном повышении напряжения в момент t_5 развивается пробой, в результате которого снова появляется высокоионизированная плазма. Описанный цикл явлений повторяется.

Можно предполагать, что на развитие второго цикла оказывают влияние заряды, оставшиеся в промежутке от первого цикла. Однако из-за сложности и неопределенности процессов их влияние на второй цикл учсть затруднительно.

К моменту t_8 у электродов скапливается достаточно большой объемный заряд на частицах, который препятствует возникновению короны и дальнейшему развитию искры. Лишь после существенного повышения напряжения на промежутке до U_2 напряженность поля у электродов достигает величины, достаточной для развития импульсной короны и развития вслед за ней пробоя.

На основании изложенного можно заключить, что эффект упрочнения создается объемным зарядом, удерживаемым малоподвижными частицами вблизи электродов, имеющих полярность, одинаковую сенным зарядом.

Рассмотрение процесса (проведенное совместно с Г. А. Саркисовым) начнем с отрицательной полуволны (момент t_5 , фиг. VIII. 24), предшествующей положительной с U_{m2} .

Радиус r_k расширявшегося от первоначального диаметра ($2r_n$) канала колеблется в широких пределах в зависимости от условий разряда [13, 14]. Для нашего случая примем $r_k = r_0 = 1,25 \text{ см}$ (r_0 — радиус электрода). Плазма канала к этому моменту состоит из равного числа положительных и отрицательных ионов концентрации $N_0 = 10^{13} - 10^{14} \text{ пар/см}^3$ (по сравнению с $10^{15} - 10^{16} \text{ пар/см}^3$ в первоначальном отшлифованном канале). Кроме того, в слое толщиной l' около 1 см, прилегающем к электродам, взвешены частицы металла, эрозированные с поверхности электродов.

После момента t_5 восстановление напряжения идет медленно, вследствие чего финальный ток не переходит в ток дуги. В этой стадии в промежутке происходят два процесса: с одной стороны, «подтягивание» к электродам ионов соответствующих знаков, а с другой стороны — их рекомбинация. Ионы, идущие к электроду, встречают на своем пути облако металлических частиц и через промежуток времени $\Delta t' = l'/4kE$ (k — подвижность частиц, E — напряженность поля) начинают однозначно заряжать его [15], как это имеет место в электрофильтрах, где $\Delta t'$ — промежуток времени, необходимый для того, чтобы ионы противоположного знака ушли из зоны, где расположена основная масса эрозированных частиц. Количество ионов n , которые уходят, не рекомбинируя, из нейтральной плазмы по направлению к электродам, найдем из дифференциального уравнения

$$dn = 2Sv \cdot N(t) dt, \quad (6)$$

где S — сечение канала; v — скорость движения ионов под действием поля; $N(t)$ — концентрация ионов в плазме канала к моменту t .

Чтобы не усложнять уравнения, напряженность поля E и, следовательно, скорость $v = kE$ принимаем постоянными как во времени (в интервале $t_1 - t_5$), так и в пространстве. Более точный учет E не имеет смысла, так как ставится задача лишь приближенной оценки эффекта упрочнения.

Из известных законов рекомбинации имеем

$$N(t) = \frac{N_0}{1 + \alpha N_0 t}, \quad (7)$$

где α — коэффициент рекомбинации принимаем равным $2 \cdot 10^{-6} \frac{\text{см}^3}{\text{сек}}$. Уравнение (6) примет вид:

$$dn = 2kES \frac{N_0}{1 + \alpha N_0 t} dt. \quad (8)$$

Пределами интегрирования правой части уравнения будут $\Delta t'$ и $\Delta t''$, где $\Delta t''$ — время пробега ионами половины промежутка.

Так как $N_0 \alpha \Delta t'' \gg 1$ и $N_0 \alpha \Delta t' \gg 1$, получим

$$n = \frac{2kES}{\alpha} \ln \frac{\Delta t''}{\Delta t'}. \quad (9)$$

Поэтому заряд, который пройдет к электродам, составит

$$Q = ne = \frac{2kESe}{\alpha} \ln \frac{\Delta t''}{\Delta t'}. \quad (10)$$

Подставив в (10) значения, входящих в нее величин: $k = 1,6 \frac{\text{см}^2}{\text{в сек}}$; $E = E_{\text{ср}} = 5 \cdot 10^3 \frac{\text{в/см}}$; $S = \pi r_0^2 \approx 5 \text{ см}^2$; $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ к}$; $\alpha = 2 \cdot 10^{-6} \frac{\text{см}^3}{\text{сек}}$; $\Delta t' = 3,1 \cdot 10^{-5} \text{ сек}$; $\Delta t'' = S_0 / 2kE_{\text{ср}} = 1,23 \cdot 10^{-3} \text{ сек}$, получим $Q \approx 3 \cdot 10^{-8} \text{ к}$.

Принимая радиус частиц a равным в среднем 10^{-5} см и имея в виду экспериментально определенный объем металла, выбрасываемый в промежуток при каждом разряде, $V = 10^{-4} \text{ см}^3$, находим концентрацию частиц, равную $N_r = 0,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

Исходя из максимальной заряженности каждой частицы $x = 2 \cdot 10^6 \cdot a = 2 \cdot 10^6 \cdot 10^{-5} = 20$ [15], нетрудно видеть, что возможная заряженность всех частиц в несколько раз превосходит Q .

Если по формуле [15]

$$N^{1/2} = e^{\frac{\rho_1 e}{n_1 a w_k}}, \quad (11)$$

где ρ_1 — плотность зарядов ионов; w_k — кинетическая энергия ионов; определим концентрацию N , при которой все ионы, движущиеся к электродам, перехватываются частицами, получим

$$N_1 = 10^8 \ll N_r = 0,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}.$$

Таким образом, весь заряд Q осаждает на частицах. В дальнейшем (после момента t_7) этот заряд принимаем неизменным и неподвижным (подвижность тяжелых частиц $k = 0,001 \div 0,002 \frac{\text{см}^2}{\text{в сек}}$); его положение в пространстве схематично показано на фиг. VIII. 24, в.

Если принять закон распределения плотности заряда $\rho = \frac{a}{H^2}$, разность потенциалов $U_{\text{об}}$ между электродами, создаваемая зарядами $Q = 3 \cdot 10^{-8} \text{ к}$, составит около 35 кв. Физическая интерпретация $U_{\text{об}}$ была дана в гл. VII [уравнение (13)].

Рассмотренные в этой монографии исследования процессов возникновения и развития длиной искры, получаемой от источников импульсного, постоянного или переменного напряжений, указывают на одинаковую последовательность ее стадий и на качественное сходство протекающих явлений. Вариация схем, разрядных промежутков и типов напряжений приводит к изменению количественной стороны процессов, в конечном результате влияя на величину U_p . Дальнейшей задачей является изучение количественной стороны элементарных процессов и вывод соотношений для получения U_p в разных условиях протекания разряда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Стекольников И. С. Механизм разряда в длинных промежутках при переменном напряжении. «Электроэнергетика», вып. 1. Изд-во АН СССР, 1959.
2. Carroll J. S., Lusignan I. T. The space that surrounds a conductor in corona. AIEE Trans., 47, Jan. 1928.
3. Willis C. H. Space charge and current in alternating corona. AIEE Trans., 46, March 1927.
4. Александров Г. Н. Расчет характеристик короны переменного тока. «Ж. техн. физ.», 25, № 10, 1955.
5. Левитов В. И., Ляпин А. Г., Полков В. И. Экспериментальное исследование движения объемного заряда в поле короны переменного тока. «Изв. АН СССР, ОТН», № 1, 1957.
6. Стекольников И. С. Некоторые новые результаты изучения длиной искры. «Изв. АН СССР, серия физ.», 23, № 8, 1959.
7. См. гл. II [22].
8. См. «Введение» [3].
9. Wanger W., Huber W. Überschlagspannung von Isolatoren und Funkenstrecken im Gebiet zwischen Stoßspannungsprüfung und Betriebsfrequenter Spannungsprüfung. Brown Bovery Metteilungen, 27, Nr. 12, 1940.
10. Carroll J. S., Cozzens B. Sphere-gap and points-gap arc-over voltage as determined by direct measurements. AIEE Trans., August 1928.
11. Тиходеев Н. Н., Тушнов А. Н. Разрядные напряжения воздушных промежутков при переменном напряжении. «Электричество», № 3, 1958.
12. Marz E. Gleichrichtung sehr hoher Wechselspannungen. ETZ Nr. 31, 1930. Untersuchungen über den elektrischen Durchschlag und Überschlag in unhomogenen Felde. Arch. Elektr., 20, Nr. 5/6, 1928.
13. См. гл. V [5].
14. Геегчкори Н. М. Экспериментальное исследование канала искрового разряда. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 21, № 4, 1951.
15. См. «Введение» [56].
16. См. гл. II [10].
17. Bellaschi P. L., Rademacher L. B. Dielectric strength of station and line insulation to switching surges. AIEE Trans., 65, 1946.

Пробивные напряжения шаровых разрядников в №₈ пак

Одни пары заземлен. 1. Импульсы положительной полярности. 2. Постоянное напряжение положительной полярности.
Атмосферное давление 760 мм рт. ст., температура 20° С

Расстоя- ние, см	Диаметр шаров, см						Диаметр шаров, см							
	2	5	10	12,5	15	25	Расстоя- ние, см	50	75	100	125	150	175	200
0,4	—	14,3	14,2	—	—	—	2	58	58	—	—	—	—	—
0,5	—	—	16,9	16,7	16,5	—	4	112	112	—	—	—	—	—
0,6	—	20,4	20,2	—	—	—	5	—	—	137	137	137	137	137
0,8	—	26,3	26,2	—	—	—	6	164	164	—	—	—	—	—
1,0	—	32,0	31,9	31,6	31,6	31,3	8	214	215	—	—	—	—	—
1,2	—	37,8	37,6	—	—	—	10	262	265	266	267	266	266	265
1,4	—	43,3	43,4	—	—	—	12	310	313	—	—	—	—	—
1,5	—	—	45,6	45,6	45,5	—	14	356	360	—	—	—	—	—
1,6	—	49,0	49,0	—	—	—	15	—	—	388	387	388	389	389
1,8	—	54,4	54,6	—	—	—	16	401	407	—	—	—	—	—
2,0	—	59,4	60,0	59,1	59,2	59	18	440	452	—	—	—	—	—
2,2	—	64,2	65,0	—	—	—	20	478	499	505	506	509	510	510
2,4	—	68,8	69,7	—	—	—	22	511	541	—	—	—	—	—
2,5	—	71,0	72,3	72,8	72,5	72,6	—	24	543	582	—	—	—	—
3,0	—	81,1	83,4	85,6	85,7	85,6	86	25	—	—	616	624	626	628

Продолжение приложения 1

Расстояние, см	Диаметр шаров, см					Диаметр шаров, см									
	2	5	6,25	10	12,5	15	25	50	75	100	125	150	175	200	
3,5	—	90,0 (97,5)	93,4 103	97,4 109	98,6 111	98,7 112	—	26	572 600	624 659	—	—	—	—	
4,0	—	(104)	110	120	123	124	—	28	625 694	719	735	740	743	745	
4,5	—	(109)	(117)	130	134	136	138	30	646 727	—	—	—	—	—	
5,0	—	(123)	139	144	147	—	34	669 759	—	—	—	—	—	—	
5,5	—	—	—	—	—	—	—	35	—	816 841	—	850	856	860	
6	—	—	(128)	148	154	158	162	—	687 (705)	788 816	—	—	—	—	
6,5	—	—	—	156	163	168	—	36	—	—	—	—	—	—	
7	—	—	—	163	172	178	187	38	—	—	—	—	—	—	
7,5	—	—	—	170	180	187	—	40	—	—	—	—	—	—	
8	—	—	—	(176)	188	196	210	45	—	—	—	—	—	—	
9	—	—	—	(186)	202	212	232	50	—	979 949	979 1 050	1 020 1 110	1 070 1 150	1 080 1 170	
10	—	—	—	(195)	(214)	226	252	55	—	—	—	—	—	—	
11	—	—	—	—	(224)	238	272	60	—	(1 030) (1 070)	1 160 1 240	1 260 1 320	1 310 1 390	1 350 1 460	1 380 1 510
12	—	—	—	—	(232)	(249)	290	65	—	(1 070) (1 100)	—	—	—	—	
13	—	—	—	—	—	(260)	306	70	—	(1 100) (1 120)	1 260 1 300	1 380 1 430	1 420 1 520	1 460 1 520	1 560 1 510
14	—	—	—	—	—	(269)	321	75	—	—	—	—	—	—	
15	—	—	—	—	—	(276)	335	80	—	(1 330) (1 390)	1 480 1 560	1 580 1 680	1 650 1 770	1 710 1 850	1 710 1 850
16	—	—	—	—	—	—	348	90	—	(1 390) (1 430)	—	—	—	—	
18	—	—	—	—	—	—	372	100	—	(1 430) (1 620)	—	—	—	—	
20	—	—	—	—	—	—	(393)	110	—	(1 680) (1 720)	1 850 (1 920)	1 980 2 060	2 080 2 140	2 080 (2 210)	2 080 (2 260)
22	—	—	—	—	—	—	(410)	120	—	—	—	—	—	—	
24	—	—	—	—	—	—	(424)	130	—	—	—	—	—	—	
25	—	—	—	—	—	—	(430)	140	—	—	—	—	—	—	
							150	150	—	—	—	—	—	—	
							160	160	—	—	—	—	—	—	
							180	180	—	—	—	—	—	—	
							200	200	—	—	—	—	—	—	

Приложения. Значения в скобках даны с меньшей точностью.

Пробивные напряжения шаровых разрядников в $\text{ж}^{\text{ст}}_{\text{макс}}$

Одни пары заземлен. 1. Переменное напряжение низкой частоты. 2. Импульсы отрицательной полярности. 3. Постоянное напряжение отрицательной полярности. Атмосферное давление 760 ман рт. ст., температура 20°C

Расстояние, см	Диаметр шаров, см					Диаметр шаров, см									
	2	5	6,25	10	12,5	15	25	50	75	100	125	150	175	200	
0,05	2,4	—	—	—	—	—	—	58	58	—	—	—	—	—	—
0,1	4,4	—	—	—	—	—	—	—	—	71	—	—	—	—	—
0,15	6,3	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
0,2	8,2	8,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
0,3	11,5	—	14,2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
0,4	14,8	14,3	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
0,5	18,0	—	—	16,9	16,7	16,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—
0,6	24,0	20,4	—	20,2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
0,7	23,9	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
0,8	26,6	26,3	—	26,2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
0,9	29,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
1,0	31,2	32,0	—	34,9	34,6	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
1,2	35,1	37,6	—	37,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
1,4	38,5	43,0	—	43,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
1,5	40,0	—	—	45,6	45,6	45,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—
1,6	(41,4)	48,4	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
1,8	(44,0)	53,0	53,6	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
2	(46,2)	57,4	58,2	59,4	59,2	59,2	59	28	28	26	26	26	26	26	26
2,2	—	61,5	63,4	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
2,4	—	65,3	67,4	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
2,5	—	67,2	69,6	72,0	72,0	72,6	72	34	34	32	32	32	32	32	32

Продолжение приложения 2

Расстояние, см	Диаметр шаров, см						Расстояние, см	Диаметр шаров, см						
	2	5	10	12,5	15	25		50	75	100	125	150	175	200
3,0	—	75,4	79,4	84,1	85,2	85,5	86	35	—	797	830	846	855	858
3,5	—	82,4	87,5	95,2	97,2	98,1	—	36	647	756	—	—	—	—
4	—	(88,4)	94,8	105	109	110	112	38	(663)	783	—	—	—	—
4,5	—	(93,5)	101	115	119	122	—	40	(679)	806	876	924	947	964
5	—	(98,0)	(107)	123	129	132	137	45	(710)	858	949	1 000	1 040	1 060
5,5	—	—	(112)	131	138	143	—	50	(738)	904	1 010	1 080	1 130	1 160
6	—	—	(116)	138	146	152	161	55	—	945	1 070	1 150	1 210	1 280
6,5	—	—	—	144	154	161	—	60	—	(981)	1 120	1 220	1 330	1 360
7	—	—	—	150	162	169	184	65	—	(1 012)	1 170	1 280	1 350	—
7,5	—	—	—	155	168	177	—	70	—	(1 040)	1 210	1 330	1 420	1 480
8	—	—	—	(160)	174	185	205	75	—	(1 060)	1 240	1 380	1 470	—
9	—	—	—	(169)	186	198	225	80	—	—	(1 280)	1 430	1 530	—
10	—	—	—	(177)	(196)	209	243	90	—	—	(1 330)	1 500	1 630	1 730
11	—	—	—	—	(204)	219	260	100	—	—	(1 370)	(1 560)	1 710	1 830
12	—	—	—	—	(212)	(229)	275	110	—	—	(1 620)	1 790	1 920	2 030
13	—	—	—	—	—	(238)	289	120	—	—	(1 660)	(1 850)	2 000	2 120
14	—	—	—	—	—	(245)	302	130	—	—	—	(1 900)	2 070	2 200
15	—	—	—	—	—	(252)	314	140	—	—	—	(1 950)	(2 140)	2 280
16	—	—	—	—	—	—	325	150	—	—	—	(1 980)	(2 190)	2 350
18	—	—	—	—	—	—	345	160	—	—	—	—	(2 240)	(2 440)
20	—	—	—	—	—	—	(363)	180	—	—	—	—	—	(2 500)
22	—	—	—	—	—	—	(378)	200	—	—	—	—	—	(2 530)
24	—	—	—	—	—	—	(394)	—	—	—	—	—	—	—
25	—	—	—	—	—	—	(396)	—	—	—	—	—	—	—

Признаки. Значения в скобках даны с меньшей точностью.

Пробивные напряжения шаровых разрядников в $\kappa\theta_{\text{так}}$

Симметричное распределение напряжения. 1. Переменное напряжение низкой частоты. 2. Импульсы положительной и отрицательной полярности. 3. Постоянное напряжение положительной и отрицательной полярности. Атмосферное давление 760 мм рт. ст., температура 20° С

Расстояние, см	Диаметр шаров, см						Диаметр шаров, см											
	2	3	5	6,25	10	12,5	15	20	25	30	50	75	100	125	150	175	200	
0,05	2,4	—	—	—	—	—	—	—	—	—	58	58	—	—	—	—	—	
0,1	4,4	—	—	—	—	—	—	—	—	—	112	74	—	—	—	—	—	
0,15	6,3	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
0,2	8,2	8,0	—	—	—	—	—	—	—	—	137	137	137	—	—	—	—	
0,3	11,6	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
0,4	14,9	14,3	14,2	—	—	—	—	—	—	—	164	164	—	—	—	—	—	
0,5	18,1	—	—	16,9	16,7	16,5	—	—	—	—	244	245	—	—	—	—	—	
0,6	21,2	20,4	20,2	—	—	—	—	—	—	—	263	265	266	267	266	265	265	
0,7	24,1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	309	314	—	—	—	—	—	
0,8	26,9	26,4	26,2	—	—	—	—	—	—	—	353	362	—	—	—	—	—	
0,9	29,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
1,0	32,0	32,2	32,0	31,6	31,5	31,3	31,3	31,3	31,3	31,3	394	408	—	—	—	—	—	
1,2	36,7	37,8	37,6	—	—	—	—	—	—	—	472	495	504	508	511	511	511	
1,4	41,2	43,3	43,2	—	—	—	—	—	—	—	507	535	—	—	—	—	—	
1,5	—	—	—	45,8	45,7	45,5	45,5	45,5	45,5	45,5	542	576	—	—	—	—	—	
1,6	(45,2)	48,5	48,6	—	—	—	—	—	—	—	—	—	613	624	628	630	632	
1,8	(48,7)	53,5	53,9	—	—	—	—	—	—	—	645	645	—	—	—	—	—	
2,0	(51,8)	58,3	59,0	59,3	59,4	59,2	59,2	59,2	59,2	59,2	607	652	—	—	—	—	—	
2,2	—	62,8	63,9	—	—	—	—	—	—	—	638	689	714	732	741	745	747	
2,4	—	67,3	68,6	—	—	—	—	—	—	—	666	725	—	—	—	—	—	
2,5	—	69,4	70,9	72,4	72,6	72,9	72,9	72,9	72,9	72,9	693	759	—	—	—	—	—	

Продолжение приложения 3

Расстояние, см	Диаметр шаров, см					Диаметр шаров, см								
	2	5	6,25	10	12,5	15	25	50	75	100	125	150	175	200
3,0	—	79,3	81,8	84,9	85,4	85,8	86	—	—	842	835	848	857	860
3,5	—	88,3	91,8	96,5	97,7	98,4	—	36	718	793	—	—	—	—
4	—	(96,4)	101	107	110	111	113	33	(742)	825	—	—	—	—
4,5	—	(104)	109	118	121	123	—	40	(767)	856	902	932	950	964
5,0	—	(111)	(117)	128	132	134	138	45	(823)	929	986	1 020	1 050	1 070
5,5	—	—	(124)	137	142	145	—	50	(874)	997	1 070	1 110	1 140	1 170
6,0	—	—	(131)	146	152	155	162	55	—	1 060	1 140	1 200	1 230	—
6,5	—	—	—	—	155	161	165	—	60	—	(1 120)	1 210	1 280	1 320
7	—	—	—	163	170	175	185	65	—	(1 170)	1 280	1 350	1 410	—
7,5	—	—	—	170	179	185	—	70	—	(1 220)	1 340	1 420	1 490	1 530
8	—	—	—	(177)	187	194	207	75	—	(1 270)	1 400	1 500	1 560	—
9	—	—	—	(191)	203	211	228	80	—	—	(1 460)	1 570	1 640	1 690
10	—	—	—	(203)	(217)	227	248	90	—	—	(1 560)	1 690	1 780	1 840
11	—	—	—	—	(229)	242	267	100	—	—	(1 660)	(1 800)	1 910	1 990
12	—	—	—	—	(241)	(256)	286	140	—	—	—	(1 900)	2 030	2 120
13	—	—	—	—	—	(268)	303	120	—	—	—	(2 000)	(2 140)	2 240
14	—	—	—	—	—	(280)	320	130	—	—	—	(2 240)	2 360	2 460
15	—	—	—	—	—	(292)	336	140	—	—	—	(2 330)	(2 470)	2 580
16	—	—	—	—	—	—	352	150	—	—	—	(2 420)	(2 570)	2 690
18	—	—	—	—	—	384	160	—	—	—	—	(2 670)	(2 800)	—
20	—	—	—	—	—	(407)	180	—	—	—	—	—	(3 000)	—
22	—	—	—	—	—	(431)	200	—	—	—	—	—	(3 180)	—
24	—	—	—	—	—	(452)	—	—	—	—	—	—	—	—
25	—	—	—	—	—	(463)	—	—	—	—	—	—	—	—

П р и м е ч а н и е. Значения в скобках даны с меньшей точностью.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Активное сопротивление искры 8
Амплитуда канального тока 147
Аномальный пробой 215
- Базисные величины 107
Баланс энергии в канале искры 172
Барьерный эффект 82
- Ветви импульсной короны 60
Ветвь короны 71
Внешняя зона лавинной короны 234
Внешняя область короны 53
Внутренняя зона короны 206
Воздействие параметров схемы на вольт-секундную характеристику 200
Волна с наложенным колебанием 192
Вольтамперная характеристика 8
Вольтамперные характеристики главной стадии 147
Вольтамперные характеристики лидера 110
Вольтсекундные характеристики 181
Вольтсекундные характеристики гирлянд изоляторов 194
Восстановление электрической прочности промежутка 176
Временная развертка 37
Время пробоя 181
Вторичные ветви 81
Высокоскоростные осциллографы 36
- Генератор импульсного напряжения 19
Гипотеза о постоянстве заряда 187
Гипотеза о постоянстве энергии разряда 183
Главный канал молнии 222
Главная стадия молнии 216
Главная стадия искры 137
Главная стадия разряда 69
Главноканальная стадия 12
Головка главного канала 43
Головка электронной лавины 68
Горизонтальное отклонение 37
Графическое определение вольтсекундных характеристик 188
Грозовые разряды 7
- Давление в канале 176
Двухступенчатая форма тока импульсной короны 65
Двухступенчатый стебель 65
- Диаметр канала финальной стадии 173
Дифферентные градиенты 250
Диффузное свечение 90
Длина импульсной короны 58
Длина лавины 70
Длина лидерного канала 112
Длинная искра 14
Длинная искра при импульсном напряжении 19
Длинная искра при переменном напряжении 231
Длинная искра при постоянном напряжении 206
Длины канала незавершенных лидеров 244
- Емкостный делитель 47
- Зависимость между током и длиной канала лидера 112
Зажигание импульсной короны 65
Запаздывание разряда 181
Запорное действие лавинной короны 210
Заторможенные лидеры 212
Затяжная молния 218—219
- Идеальная схема 119
Идеальные условия 201
Идеальный стержень 15
Измерение тока главной стадии 43
Измерения под высоким потенциалом 39
Измерение тока лидерной стадии 39
Импульс подсветки 37
Импульс тока короны 64
Импульсная корона 53, 212
Импульсная форма короны при единичных волнах и переменном напряжении 238
Импульсная часть волны тока молнии 218—219
Импульсный пробой масла 129
Индекс жесткости 193
Интегральный метод 193
Искажение стандартной волны током лидера 196
Искра 5—6
Искра в равномерном поле 14
Искровое напряжение 106
Искровое реле 42
Искровой канал 8
Исходная волна напряжения 117

- Камера Бойса 11
 Кисточки 7
 Кистевое свечеие 212
 Количественные характеристики лидерной стадии 107
 Корона 53
 Корона на первой отрицательной полуволне 239
 Коронирующий электрод 53, 60
 Коронная стадия искры 14
 Косвенная регистрация импульсного тока 44
 Коэффициенты подобия 106
 Критерий пробоя промежутка 70
 Критическая длина лидера 89
 Крона импульсной короны 56
 Крутизна фронта волны канального тока 149
 Кумулятивность в развитии разряда при переменном напряжении 236
 Лавина электронов 53, 106
 Лавинная корона 206
 Лавинная форма короны при переменном напряжении 233
 Лавинно-стримерная теория 68
 Лидер 7
 Лидеры в жидкости 129
 Лидеры в промежутках с протяженными электродами 99
 Лидер первой молнии 217
 Лидера канал; — ветви; — кисточки; — пучки нитей 87
 Лидерная стадия длинной искры 87, 88
 Лидерная стадия в жидкостях 130
 Лидерная стадия молнии 217
 Лидерный ток как признак неоднородности поля 128
 Линейная плотность избыточного положительного заряда в канале ветви 74
 Максимальный лидерный ток 107
 Максимальный ток финальной стадии 165
 Мерцающий лидер 97
 Место образования главного канала 153
 Метод зондов 49
 Метод конечных волн типа стандартных 184
 Метод косоугольных волн 184
 Методы осциллографирования 39
 Метод отсечки 21
 Механизм барьера эффекта на импульсном напряжении 82
 Механизм волновой ионизации 71
 Механизм импульсной короны 68
 Механизм лидерной стадии искры 93—95
 Механизм отрицательного скользящего разряда 133
 Механизм положительного скользящего разряда 134
 Минимальное импульсное напряжение 110
 Минимальный ток лидера 109
 Многократные молнии 7, 217
 Многоступенчатая импульсная корона 80
 Многозлементная система ячеек Керра 27
 Моделирование тока главной стадии 155
 Молниезащита 228
- Молния 216
 Мощность и энергия лидера 117
- Напряжение на разрядном промежутке 109
 Напряжение на разрядном промежутке в финальной стадии 168
 Напряжение начала развития лидера 106
 Напряжение полного открытия ЭОЗ 23
 Начальная напряженность поля короны 209
 Начальное напряжение короны 206
 Начальный потенциал зажигания импульсной короны 58
 Начальный стример 130
 Начальный ток финальной стадии 165
 Незавершенные лидеры 241
 Незавершенные лидеры при переменном напряжении 243
 Непрерывные лидеры 217
 Несамостоятельный газовый разряд 6
 Нити импульсной короны 81
 Номинальное напряжение 19
- Обобщенные токи 106
 Огни св. Эльма 5
 Одновременное существование двух форм короны 240
 Однократные молнии 7, 216
 Одноступенчатый стебель 65
 Омический делитель 48
 Определение искры 12
 Определение параметров волны напряжения 198
 Оптическая картина лидерного процесса 89
 Оптическая картина импульсной короны 57
 Осциллограммы лидерных токов 40
 Осциллографирование тока под высоким потенциалом 45
 Относительные координаты 107
 Отрицательная импульсная корона 78
 Отрицательный канал лидера 90
 Отсекающий промежуток 21
 Отсос свободных электронов 63
- Первая стадия искры 53
 Первичные ветви 81
 Перекрытие 12
 Перекрытие гирлянды изоляторов 101
 Перевернутая схема 57
 Пересчет вольтсекундных характеристик 186
 Переход главной стадии в финальную 164
 Переход импульсного перекрытия в силовую дугу 179
 Переход короны в искру 211
 Переход разряда по воздуху в каскад 195
 Петлевой шунт 46
 Пилот-лидер 7—8, 131, 218—219
 Пилот-стример 131
 Пластины временного отклонения 37
 Пластины явления 37
 Плотность ионизации в канале ветви импульсной короны 71

- Плотность тока в канале финальной стадии 173
 Плотность ионизации в стримере 73
 Подвижность электронов 68
 Подобие лидерного процесса 103—106
 Подобие характеристик лидерного процесса 125
 Полное время протекания тока главной стадии 151
 Положительная импульсная корона 55, 58
 Положительный или анодный стример 69
 Положительный лидерный канал 89
 Последовательность перекрытия изоляторов гирлянды 102, 196
 Потенциал зажигания импульсной короны 61
 Предразрядное время 181
 Прерывистые явления в короне 207
 Призмы Николя 23
 Пробивное или разрядное напряжение 14
 Пробивные напряжения шаровых разрядников 261
 Пробой 12
 Пробой барьера 82
 Проводимость канала в финальной стадии 171
 Продольные градиенты в канале финальной стадии 166
 Продольные градиенты канала лидера 113—117
 Продольные градиенты пучков нитей 113—117
 Промежутки с непротяженным коронирующим электродом 88
 Промежутки с протяженным коронирующим электродом 88
 Прямой удар молнии 222
 Пучок нитей 7
 Радиус канала лидера 218—219
 Радиус коронирующего проводника 54
 Развитие ветви импульсной короны 76
 Развитие канала лидера 94
 Развитие лидерного канала с отрицательного стержня 98
 Разрушающий эффект 192
 Разрушительная сила (жесткость) волны 192
 Разряд 6
 Разрядное напряжение 70
 Разрядные напряжения 213
 Разрядные характеристики длинных промежутков 246
 Разрядные характеристики на различных типах напряжения 251
 Разрядный промежуток 19
 Распространение ударных волн от искрового канала 176
 Расширение канала 174
 Расщепление канала 90
 Роль импульсной короны 54
 Роль импульсной короны в изменении распределения напряжения по изоляторам 196
 Самостоятельный газовый разряд 6
 Световые вспышки канала лидера 97
- Скачкообразное удлинение лидера 93—95
 Сквозной ток 157
 Скользящие разряды 6, 131
 Скорость ветви импульсной короны 78
 Скорость движения головки лидера 189
 Скорость продвижения лидера 111
 Скорость расширения канала 174
 Скорость стримера 72
 Сопоставление вольтсекундных характеристик 204
 Сопротивление заземления 141
 Сопротивление разрядного промежутка 113—117
 Спад волн канального тока 150
 Средний разрядный градиент 252
 Средняя скорость пилот-лидера 218—219
 Стандартная волна 181
 Стебель 8
 Стебель импульсной короны 56
 Стебли на плоскости 81
 Степень ионизации промежутка 187
 Стержни разряда 174
 Стример 7, 130, 207
 Стримерный процесс 68
 Струи плазмы 174
 Структура главного канала молнии 222
 Структурный элемент короны 64
 Ступенчатое развитие лидера 97
 Ступенчатый лидер 7—8, 217
 Ступенчатый стример 130
 Схема замещения главной стадии 156, 159, 162
 Схема, моделирующая ток в промежутке 160
 Схема Теллера 216
- Теория молнии 218—219
 Типичные промежутки 13
 Ток главной стадии 137
 Ток импульсной короны 63
 Ток лидера 108
 Ток лидера молнии 220
 Токи прямых ударов молнии 227
 Тормозное сопротивление 20, 39
 Трехстадийный процесс разряда 68
 Тригатрон 42
- Удельная мощность в финальной стадии 171
 Удлинение головки лидера 93—95
 Унификация условий испытаний 201
 Упрочнение промежутка 236
 Упрочняющее действие короны 235
 Уравнение баланса напряжений 102
 Условия адекватности развития разряда искры и молнии 202
 Условный момент приложения напряжения 181
 Ускоряющее напряжение 37
- Фактор инверсии 37
 Фигуры Лихтенберга 6
 Физическое моделирование молнии 142
 Финальная стадия молнии 216
 Финальная стадия длиной искры 164
 Финальная стадия искры на переменном напряжении 245

- Финальный ток в колебательном режиме 164
Формула скорости продвижения головки лидера 190
Формы импульсной короны на единичной волне 239
Фотографии молний 225
Фотографический аппарат 22
Фотокамеры с временной разверткой 29
Фотоэлектронный умножитель 30
Фронт волны канального тока 150
Фронт ударной волны 174
Характеристики стримера импульсной короны 73
Цилиндрический шунт 47
Чехол короны 53, 207
Шаровая молния 5
Шунты для измерения тока 46
Экран 60
Экспериментальное получение вольт-секундных характеристик 201
- Электрический разряд 6
Электрический скат 5
Электрический сом 5
Электрические характеристики лидера 102—103
Электромеханический затвор 25
Электронно-лучевые трубы 26
Электронно-оптический преобразователь 32
Электронные осциллографы 36
Электрооптическая характеристика 24
Электрооптический затвор 23
Элемент импульсной короны 65
Элемент отрицательной импульсной короны 80
Эмпирические формулы вольтсекундных характеристик 183
Энергия, выделяемая в канале молнии 226
Эффект преимущественной поражаемости 126
Эффект упрочнения промежутка 253
Ячейка Керра 23

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Введение	5
Литература	16
Глава I. Аппаратура и методы исследования	19
1. Источники напряжения	19
2. Оптические методы изучения разряда	22
а. Фотоаппарат и отсечка разряда	22
б. Электрооптический затвор	23
в. Фотокамеры с временной разверткой	29
г. Фотоэлектронный умножитель	30
д. Электронно-оптический преобразователь	32
3. Электрические измерения	36
а. Электронные осциллографы	36
б. Методы осциллографирования	39
4. Метод косвенной регистрации импульсного тока под высоким потенциалом	44
5. Шунты для измерения тока	46
6. Регистрация напряжения	47
а. Осциллографирование при помощи делителя	47
б. Метод зондов	49
Литература	51
Глава II. Импульсная форма короны длиной искры	53
1. Результаты исследований положительной импульсной короны	55
а. Оптическая картина явления	57
б. Потенциал зажигания импульсной короны	61
в. Ток импульсной короны	63
г. Импульсная корона в промежутке с—п.	67
2. Возможный механизм импульсной короны	68
а. Положительная полярность коронирующего шара	70
б. Отрицательная полярность коронирующего шара	78
3. Материал по отрицательной импульсной короне	78
4. Роль импульсной короны в барьерном эффекте	82
5. Начало лидерной стадии	83
Литература	85
Глава III. Лидерная стадия длиной искры	87
А. Явления в лидерной стадии	88
1. Промежутки с непротяженным «коронирующим» электродом	88
2. Механизм второй стадии искры	93
3. Промежутки с протяженными электродами	99
4. Гирлянды изолятов	101
В. Электрические характеристики лидера	102
1. Подобие лидерного процесса	103
2. Анализ некоторых количественных характеристик лидерной стадии	107
3. Влияние параметров схемы на развитие лидерного процесса	117
4. Факторы, влияющие на путь лидера	126
5. Лидерный ток как признак неоднородности поля разрядного промежутка	128
С. Лидеры в жидкости	129
Литература	135

<i>Г л а в а IV. Главная стадия длинной искры.</i>	137
А. Определение параметров волны тока главной стадии	137
1. Промежуток + с-п.	139
2. Промежуток + с-с/п.	142
В. Моделирование тока главной стадии искры	155
Л и т е р а т у р а	163
<i>Г л а в а V. Финальная стадия длинной искры</i>	164
1. Определение начального тока финальной стадии	165
2. Средние продольные градиенты в канале финальной стадии	166
3. Удельная мощность и проводимость канала финальной стадии	171
4. Диаметр канала и плотность тока в нем	173
5. Влияние тока искры на восстановление электрической прочности промежутка	176
Л и т е р а т у р а	180
<i>Г л а в а VI. Вольтсекундные характеристики</i>	181
1. Экспериментальное получение вольтсекундных характеристик	181
2. Основы расчета вольтсекундных характеристик	183
а. Гипотеза о постоянстве энергии разряда	183
б. Гипотеза о независимости скорости лидера от состояния промежутка	184
в. Гипотеза о постоянстве заряда и экспериментальные формулы для определения скорости лидера	187
г. Упрощенный метод построения в/с характеристик	191
д. Гипотеза о постоянстве «разрушающего эффекта»	192
3. Особенности в/с характеристик гирлянд изоляторов	194
4. Искажение стандартной волны током лидера	196
5. Вольтсекундные испытания линейной изоляции	202
Л и т е р а т у р а	204
<i>Г л а в а VII. Длинная искра при постоянном напряжении источника питания и молнии</i>	206
А. Длинная искра при постоянном напряжении	206
1. Лавинная корона	206
2. Дальнейшие стадии искры	211
3. Разрядные характеристики	213
В. Молния	216
1. Лидерная стадия молнии	217
2. Главный канал молнии	222
3. Молниезащита	228
Л и т е р а т у р а	229
<i>Г л а в а VIII. Длинная искра при переменном напряжении промышленной частоты</i>	231
1. Изучение развития искры	231
2. Общая картина развития искры	232
а. Коронная стадия	233
б. Лидерная и главная стадии	241
в. Финальная стадия и переход искры в дугу	245
3. Разрядные характеристики длинных промежутков	246
4. Эффект упрочнения промежутка после конденсированного разряда	253
Л и т е р а т у р а	260
Предметный указатель	267

Илья Самуилович Стекольников

*
Природа длинной искры
*

Утверждено к печати Энергетическим институтом Академии наук СССР

Редактор издательства Б. В. Минц. Технический редактор Г. А. Астафьев

РИСО АН СССР № 94-80В. Сдано в набор 3/II 1960 г. Подписано к печати 17/VII 1960 г.

Формат 70×108 ¼. Печ. л. 17=22,29 усл. печ. л. = 21,3 уч.-издат. л.

Тираж 4000 экз. Т-06694. Изд. № 3766 Тип. зак. № 124

Цена 17 руб. с 1/I 1961 г. 1 р. 70 к.

Издательство Академии наук СССР, Москва, Б-62, Подсосенский пер., 21

ЭБ "Научное наследие" Издательство, Москва, Г-99, Шубинский пер., 10