

## ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

## Высокоскоростные волны ионизации при электрическом пробое

Л.М. Василяк, С.В. Костюченко, Н.Н. Кудрявцев, И.В. Филюгин

На основе анализа экспериментальных и теоретических работ даны современные представления о моделях высокоскоростных волн ионизации (ВВИ) и представлены характеристики и свойства ВВИ. Основное внимание уделено ВВИ с предельно возможными скоростями  $10^9 - 2 \cdot 10^{10}$  см  $s^{-1}$  при амплитуде импульсов напряжения 20 – 300 кВ. При низких и средних давлениях приведенная напряженность электрического поля во фронте ВВИ столь велика, что фронт становится движущимся источником пучка высокоэнергетичных электронов, ток которых достигает величины нескольких килоампер. Высокоэнергетичные электроны фронта при средних давлениях обгоняют фронт и производят предварительную ионизацию газа перед фронтом, а при низких давлениях они, в основном, и определяют механизм движения фронта. При высоких давлениях (более 200 торр) основным источником предионизации является излучение из фронта. Высокая скорость заполнения разрядного объема плазмой, большие напряженности электрического поля во фронте, высокая энергия электронов во фронте и незначительный нагрев газа делают ВВИ привлекательной для применений.

PACS numbers: 51.50. + v, 52.25. Jm, 52.35. Kt

## Содержание

1. Введение (263).
  2. Ранние исследования волн ионизации (264).
  3. Постановка экспериментов (265).
  4. Скорость ВВИ (266).
  5. Ток ВВИ (268).
  6. Падение потенциала во фронте ВВИ и его затухание (269).
  7. Динамика скорости ВВИ при ее движении вдоль разрядного промежутка (270).
  8. Фронт ВВИ (271).
  9. Высокоэнергетичные электроны во фронте ВВИ (273).
  10. Влияние высокоэнергетичных электронов на формирование и движение ВВИ (275).
  11. Энерговклад в газ при движении ВВИ (277).
  12. ВВИ в свободном пространстве (277).
  13. Теоретические модели ВВИ (279).
  14. Физические и технологические применения ВВИ (283).
- Список литературы (284).

## 1. Введение

При электрическом пробое газов в разрядном промежутке могут возникать волны ионизации, обычно наблю-

даемые как движущиеся фронты свечения. Производимая ионизация и скорости распространения таких волн зависят от ряда экспериментальных условий и могут принимать значения в широком диапазоне от  $10^5$  до  $10^{10}$  см  $s^{-1}$ .

Волны ионизации с невысокими скоростями распространения  $10^5 - 10^7$  см  $s^{-1}$  чаще всего возникают в промежутках с однородным электрическим полем, где скорость фронта ионизации определяется дрейфом электронов. Такие волны также возникают при участии в процессе развития ионизационного пробоя тяжелых частиц, например, при движении лидера в длинных искрах, формирование которого связано с разогревом газа в канале. Ток, связанный с движением фронта низкоскоростных волн ионизации, сравнительно невелик и составляет по порядку величины от единиц до десятков ампер.

Волны ионизации, движущиеся с субсветовыми скоростями  $10^8 - 10^{10}$  см  $s^{-1}$ , часто возникают на заключительных стадиях электрического пробоя, когда в разрядном промежутке, как правило, уже существует плазма. Переносимые ими токи велики и, например, в молнии при движении волны обратного удара могут достигать десятков и сотен килоампер.

При создании определенных условий высокоскоростные волны ионизации (ВВИ) с большими амплитудами переносимого тока можно получить и на начальной стадии электрического пробоя. Наиболее важным фактором для этого является высокая крутизна переднего фронта (или малая длительность фронта), прикладываемого к разрядному промежутку импульса высокого напряжения и наличие предварительной ионизации в разрядном промежутке. Как правило, чем короче фронт импульса прикладываемого напряжения и сильнее пред-

Л.М. Василяк, С.В. Костюченко, Н.Н. Кудрявцев, И.В. Филюгин.  
Московский физико-технический институт, 141700, г. Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер., 9  
Тел. (095) 408-56-66, (095) 408-84-55  
Факс (095) 576-50-77  
E-mail: koud @ impulse.msk.su

Статья поступила 1 октября 1993 г.,  
после доработки 1 декабря 1993 г.

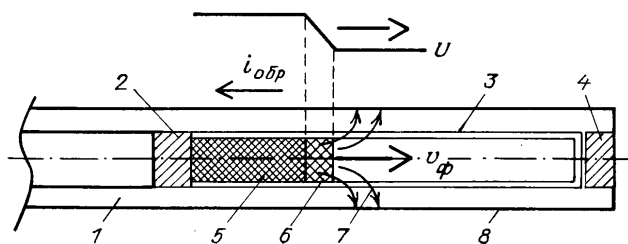


Рис. 1. Схема движения волны ионизации. 1 — коаксиальная передающая линия, 2 — высоковольтный электрод, 3 — электроразрядная трубка, 4 — низковольтный электрод, 5 — столб плазмы с высокой проводимостью за фронтом волны, 6 — область фронта волны, 7 — силовые линии электрического поля, 8 — цилиндрический металлический экран вокруг разрядной трубки.  $i_{обр}$  — обратный ток, текущий по экрану в противоположном направлении по отношению к току волны.  $U$  — распределение потенциала по длине разрядного устройства для изображенного положения волны

ионизация разрядного промежутка, тем больше скорость волны ионизации, стартующей от высоковольтного электрода. Так, для импульсов с длительностью фронта несколько наносекунд и амплитудой, увеличивающейся с 6 до 300 кВ, скорость волны ионизации возрастает в пределах от  $3 \cdot 10^8$  до  $2 \cdot 10^{10}$  см  $s^{-1}$ . Движение таких волн пробоя сопровождается большими переносимыми токами, значительным энергоскладом в газ и его высокой ионизацией, в результате чего пробой разрядного промежутка осуществляется при первом проходе волны.

Исследования высокоскоростных волн ионизации интенсивно проводились в последнее время с целью получения данных о быстрых стадиях пробоя и также ввиду возможностей их применения в современной физике и технологии.

Большинство экспериментальных работ посвящено исследованию волн ионизации при импульсном пробое длинных трубок. При этом можно получать стабильные пространственные и временные характеристики разряда, легко изменять граничные условия, что облегчает сравнение с теоретическими моделями, и, кроме того, такие системы чаще всего используются на практике.

Обычно высоковольтный наносекундный импульс (со временем нарастания напряжения несколько наносекунд) передается к электроду трубки по коаксиальной передающей линии (рис. 1). Разрядная трубка при этом является продолжением центрального проводника передающей коаксиальной линии и окружена цилиндрическим металлическим экраном. Волна ионизации стартует от высоковольтного электрода и движется вдоль трубки. За фронтом волны образуется канал с высокой проводимостью, который можно рассматривать как продолжение центрального проводника линии, по которому потенциал с незначительным затуханием передается к фронту. По плазме (и по стержню) протекают токи проводимости, которые во фронте замыкаются на экран через токи смещения. По экрану протекает ток, называемый "обратным током", величина которого равна току в центральном проводнике, а направление является противоположным.

Напряженность электрического поля в плазме за фронтом в идеальном случае равна нулю, поэтому все ионизационные процессы происходят в области падения потенциала во фронте волны. Поскольку эффективность ионизации экспоненциально зависит от приведенной напряженности электрического поля  $E/N$  (или  $E/P$ ), где

$N$  — плотность газа в трубке, то такое распределение электрического поля значительно более эффективно для ионизации и пробоя газа, чем реализуемое в других известных типах электрических разрядов. Отметим, что плазменная зона во фронте ВВИ является сильнонеравновесной. В ней могут возникать потоки электронов с энергиями десятки кэВ и выше. Важно, что такую зону можно создавать вдали от электрода, сводя тем самым к минимуму влияние приэлектродных процессов, что также важно для многих приложений. Высокая скорость заполнения плазмой разрядного промежутка, высокие значения напряженности электрического поля во фронте, эффективное возбуждение высоколежащих уровней частиц при незначительном нагреве газа, отсутствие контракции и стабильность делают ВВИ перспективными для применения в бурно развивающейся в настоящее время мощной импульсной технике, лазерах, источниках света и др.

## 2. Ранние исследования волн ионизации

Высокоскоростные субсветовые волны ионизации впервые были обнаружены Дж. Дж. Томсоном [1] в 1893 г. при исследовании импульсного электрического пробоя в длинной разрядной трубке длиной 15 м и диаметром 5 мм. Источником импульсного напряжения служила индукционная катушка, подключенная к концам трубки. С помощью вращающегося зеркала было обнаружено, что фронт свечения всегда движется от положительного электрода к отрицательному со скоростью не меньшей, чем половина скорости света в вакууме.

Дальнейшие исследования ВВИ тесным образом связаны с развитием техники получения высоковольтных импульсов и регистрации быстропротекающих процессов. В 1937 г. Бимс, Снодди и Дитрих [2] с помощью электронного осциллографа, на пластины которого подавались сигналы от двух дополнительных электродов, расположенных поверх трубки, обнаружили, что при пробое от высоковольтного электрода (независимо от его полярности) к низковольтному перемещается фронт потенциала, скорость которого равна скорости перемещения светового импульса. Величина скорости увеличивалась с ростом амплитуды импульса от  $1,7 \cdot 10^9$  см  $s^{-1}$  при 73 кВ до  $3,7 \cdot 10^9$  см  $s^{-1}$  при 175 кВ. После достижения волной потенциала заземленного электрода возникала обратная волна, скорость которой превосходила скорость первичной волны ионизации и равнялась примерно одной трети скорости света. Ток в первичной волне достигал 90—200 А, а плотность тока 90—4000 А  $см^{-2}$ , в результате чего амплитуда потенциала на длине 12 м уменьшалась приблизительно на 10%.

Спустя 10 лет, Митчел и Снодди [3] впервые поместили разрядную трубку в металлический заземленный экран и высказали предположение, что величина тока в волне определяется зарядкой емкости разрядной трубки относительно экрана до потенциала высоковольтного импульса. Они же указали на то, что такой вид пробоя похож на "возвратный удар" [4, 5] в молнии, который возникает после достижения земли движущимся от облака лидером. Аналогичная стадия с быстроперемещающимся святающимся фронтом присутствует в длинных искрах при импульсном пробое [6, 7] на стадии импульсной короны [6] и при замыкании длинного промежутка в стадии "главного удара" [6].

ВВИ могут возникать не только при импульсном пробое, но и при переходных процессах, которые сопровождаются изменением объемного заряда или перераспределением потенциала в разрядном промежутке. Вестберг [8] наблюдал ВВИ, возникающие в плазме тлеющего разряда при самопробое оксидной пленки на катоде, в результате которого в прикатодную область происходила интенсивная инжекция электронов и после прохождения серии прямых и отраженных от анода ВВИ происходило перераспределение потенциала. При этом концентрация электронов плазмы возрастала, и тлеющий разряд переходил в дуговую форму.

Леб [9] на основании этих работ установил общие черты данного явления и дал ему название "ионизирующие волны градиента потенциала". Он же предположил, что быстрые стадии пробоя в других разрядах, таких как возвратный удар в молнии или в длинной искре, которые связаны с быстроперемещающимися фронтами свечения, происходят в виде ионизирующих волн градиента потенциала и что эти процессы, видимо, необходимы для завершения большинства известных типов разрядов.

Спустя десятилетие анализ данного явления был проведен в обзоре Фаулера [10] на основании обширного экспериментального и теоретического материала, полученного им с соавторами, а также в работе [11] и имеющихся данных о развитии молнии и длинных искр. Фаулер назвал данное явление "нелинейными электронными акустическими волнами" в соответствии с разрабатываемой им теоретической моделью.

В более позднем обзоре Э.И. Асиновского с соавторами [12] представлен детальный анализ быстрых стадий пробоя в коротких разрядных промежутках (1—10 см), длинной лабораторной искре (0,5—10 м), молнии, а также работ по высокоскоростным волнам ионизации в разрядных трубках. Основное внимание уделено результатам определения скорости волны ионизации, которая являлась к этому времени практически единственной величиной, довольно хорошо измеренной в эксперименте. Описаны зависимости скорости волны ионизации от рода газа, его давления, амплитуды импульса напряжения и длительности его фронта, концентрации начальных электронов в промежутке. Особо были отмечены трудности теоретического объяснения высокой скорости волны при отсутствии начальных электронов в промежутке.

За истекшие 10 лет после написания обзора [12] в экспериментальных исследованиях высокоскоростных волн ионизации наблюдался качественно новый этап, что связано с широким использованием современной наносекундной импульсной техники как для генерации волн ионизации, так и для их диагностики. Получены новые принципиальные данные не только о скоростях распространения ВВИ, но и о перенесении ею тока, о затухании ее амплитуды и скорости по мере движения вдоль разрядной трубки, о динамике фронта, механизмах его образования и возникновения высокоэнергетичных электронов. Эти данные, полученные при высоких амплитудах напряжения, кардинально изменили существовавшие ранее представления о механизме движения высокоскоростных волн ионизации. Важно, что в это промежуточное время началось активное практическое использование высокоскоростных волн ионизации для быстрого получения плазмы с целью проведения плазмохимических реакций, для накачки лазеров и импульс-

ных источников излучения, а также в высокоскоростных коммутаторах и обострителях.

Отмеченные обстоятельства побудили нас к написанию данного обзора, в котором изложены последние экспериментальные данные по исследованию ВВИ и современные представления о механизмах их формирования и распространения. Ввиду ограниченного объема статьи практически не будут затронуты работы по применению ВВИ. Следует заметить, что в течение всего времени экспериментальные исследования ВВИ и качественные модели на их основе всегда существенно опережали теоретическое рассмотрение. Такая же ситуация сохраняется и в настоящее время, поэтому основные данные о свойствах ВВИ приводятся из экспериментальных работ по исследованию ВВИ в длинных трубках. Поскольку ранее в обзоре [12] уже был представлен обширный экспериментальный материал, то ниже будут приведены, в основном, результаты, полученные в последнее время, которые внесли существенный вклад в развитие современных представлений о природе ВВИ.

### 3. Постановка экспериментов

Исследования ВВИ в длинных разрядных трубках проводились многими авторами на различных установках, однако принципиальный подход к проведению экспериментов был одинаков, поэтому можно представить обобщенную схему проведения таких исследований (рис. 2). Подробное описание методики проведения экспериментов можно найти, например, в работах [12—17]. Импульсы высокого напряжения, вырабатываемые генератором 1, передаются по коаксиальной линии 2 на высоковольтный электрод 3 стеклянной или кварцевой разрядной трубки 4, которая является продолжением центрального проводника коаксиальной линии 2. Разрядная трубка окружена цилиндрическим металлическим экраном 5, который со стороны высоковольтного электрода соединен с экраном коаксиальной линии, а на противоположном конце соединяется с заземленным электродом 6, шунт 7 служит для измерения тока, текущего через разрядную трубку после замыкания ее разрядом. Заземленный электрод 6 имеет вид полого цилиндра, и на его торце расположено окно 8 для вывода излучения из трубки. В некоторых экспериментах это окно было сделано из лавсановой пленки толщиной 12,5 мкм (энергетический порог пропускания электронов 40 кэВ), что обеспечивает вывод из трубки высокоэнергетичных электронов, которые регистрировались с помо-

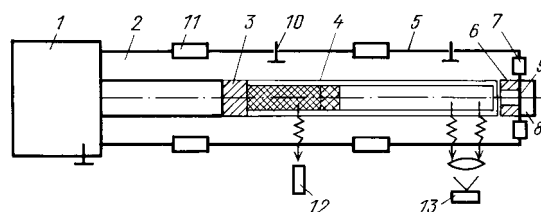


Рис. 2. Схема проведения экспериментов. 1 — генератор высоковольтных импульсов, 2 — коаксиальная передающая линия, 3 — высоковольтный электрод, 4 — разрядная трубка, 5 — металлический экран, 6 — заземленный электрод, 7 — токовый шунт, 8 — выходное окно, 9 — цилиндр Фарадея или фотозащитный экран, 10 — емкостной делитель напряжения, 11 — шунт обратного тока, 12 — фотозащитный экран, 13 — фотозащитная камера

щью цилиндра Фарадея 9 [14]. Использовались разрядные трубки диаметром от 1—2 мм до 5 см и длиной от 10 см до 5 м. При достаточно высоких амплитудах импульсов (100—300 кВ) пространство между разрядной трубкой и экраном для избежания пробоев заполняется трансформаторным маслом (диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon \cong 2$ ) или дистиллированной водой ( $\varepsilon \cong 80$ ). Коаксиальная передающая линия в этом случае представляла собой цилиндр с внутренним диаметром порядка 5 см и высоковольтным центральным проводником в виде стержня, диаметр которого варьировался для изменения волнового сопротивления линии от 10 до 90 Ом. Пространство внутри линии также заполнялось маслом или водой. При амплитудах импульсов до 20—30 кВ в качестве передающей линии обычно применялся коаксиальный кабель типа РК50-11-11. Таким образом, в экспериментах амплитуда импульсов напряжения менялась в пределах от 10 до 300 кВ при их длительности 20—100 нс и времени нарастания фронта 2—10 нс.

Параметры импульса напряжения в передающей линии, на высоковольтном электроде и вдоль разрядной трубки измерялись емкостными делителями 10 с субнаносекундным временным разрешением [18]. Ток в линии и в разрядной трубке измерялся шунтами обратного тока 11, которые были включены в разрыв экрана. Шунты изготавливались из безиндуктивных резисторов типа ТВО или из титановой фольги [19]. В ряде экспериментов [16] ток измерялся по изменению магнитного поля замкнутым одновитковым контуром с интегрирующим резистором. Излучение в оптическом диапазоне регистрировалось вакуумными фотоэлементами 12 типа ФЭК или ФК19 и HSD-1850 (Великобритания) с временным разрешением 0,1 нс, сильноточными фотоумножителями типа ЭЛУ-ФС (разрешение 0,7—1,5 нс), электронно-оптическими преобразователями на основе УМИ-93 в режиме кадровой съемки с экспозицией 1,5 нс [15] и электронно-оптической камерой "АГАТ-СФ3" в режиме непрерывной развертки с временным разрешением 0,5 нс [14]. Электрические сигналы подавались на скоростные осциллографы с полосой пропускания не менее 1 ГГц (Tektronix-519, С7-19, 6ЛОР-04, КОИ-3). Скорость волны ионизации измерялась по временному сдвигу между сигналами с двух емкостных делителей, либо двух фотоумножителей. Динамика скорости по длине трубки также определялась по  $X-t$ -диаграммам сигналов от емкостного делителя, который перемещался вдоль трубки [13]. В другом методе динамика скорости определялась по ЭОП-граммам, снятых с помощью электронно-оптической камеры "АГАТ-СФ3", которые обрабатывались на ЭВМ [14].

Диссипируемая в разряде энергия (и мощность) определялась с помощью делителя или шунта обратного тока в передающей линии по следующей методике [20]. Как известно из теории передающих линий, ток  $I$  и напряжение  $U$  импульса в бегущем режиме связаны соотношением  $U = IZ$ , где  $Z$  — волновое сопротивление линии. Приходя в точку с другим сопротивлением  $R$  (или волновым сопротивлением), часть импульса отражается с амплитудой отраженного импульса  $U_{\text{отр}} = U(R - Z)/(R + Z)$ , а амплитуда напряжения в этой точке составит  $U_R = 2UR/(R + Z)$ . Разрядная трубка в начальный момент имеет высокое сопротивление, поэтому амплитуда напряжения будет равна удвоенной амплитуде импульса в передающей линии, а амплитуда отражен-

ного импульса будет близка к амплитуде падающего. Таким образом, энергия, поглощенная в разряде, равна разности энергий падающего и отраженного импульсов, которые измеряются с помощью шунта обратного тока или делителя напряжения

$$W = \int I^2 Z dt - \int I_{\text{отр}}^2 Z dt. \quad (3.1)$$

При проведении таких измерений необходимо, чтобы электрическая длина линии от точки, где находится делитель или шунт обратного тока, до разрядной трубки была больше длительности используемого импульса напряжения, чтобы отраженный импульс не мог наложиться на падающий.

Рентгеновское излучение, возникающее при движении ВВИ, регистрировалось скintиллятором и скоростным фотоумножителем ФЭУ-87 с общим временным разрешением 2 нс. Потоки высокоэнергетичных электронов, генерируемых во фронте ВВИ, регистрировались со стороны заземленного электрода цилиндром Фарадея.

При амплитудах напряжения 100—300 кВ эксперименты проводились в режиме разовых пусков, без предварительной ионизации газа. При амплитудах 10—30 кВ частота следования импульсов составляла 10—100 Гц. При этом для создания предварительной ионизации в трубке зажигался стационарный (или импульсный) тлеющий разряд, и начальная концентрация электронов изменялась за счет изменения тока тлеющего разряда.

#### 4. Скорость ВВИ

Скорость движения фронта является величиной, которая наиболее часто измеряется в экспериментах, и поэтому для нее получено гораздо больше данных по сравнению с другими характеристиками волны. Однако их сопоставление весьма затруднено, поскольку скорость волны зависит от многих экспериментальных условий, а вид этих зависимостей к настоящему времени выяснен недостаточно для проведения надежных экстраполяций. Как правило, приведенные данные относятся к средней скорости движения ВВИ по разрядной трубке.

Рассмотрим основные закономерности, относящиеся к средней скорости распространения ВВИ. Зависимость скорости волны от плотности газа имеет немонотонный характер (рис. 3) [21]. В определенной области давлений, зависящих от сорта газа, скорость достигает своего максимального значения. Такие же зависимости скорости от давления имеют место и при существенно меньших амплитудах напряжений [11, 12, 22]. С ростом амплитуды импульса напряжения величина максимальной скорости возрастает и увеличивается величина давления, при котором достигается максимальная скорость. Сравнение величины скорости, полученной в разных экспериментах весьма затруднительно, однако в [22] максимальная скорость ВВИ при амплитуде напряжения 25—30 кВ достигалась для воздуха и азота при плотностях  $\cong 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , что примерно на порядок ниже плотности, при которых достигается максимальная скорость для импульсов напряжения 250 кВ (см. рис. 3).

Значения максимальной скорости для разных газов при напряжении 250 кВ (см. рис. 3) приблизительно одинаковы ( $\cong 2 \cdot 10^{10} \text{ см/с}$ ) и на сегодня это наивысшие

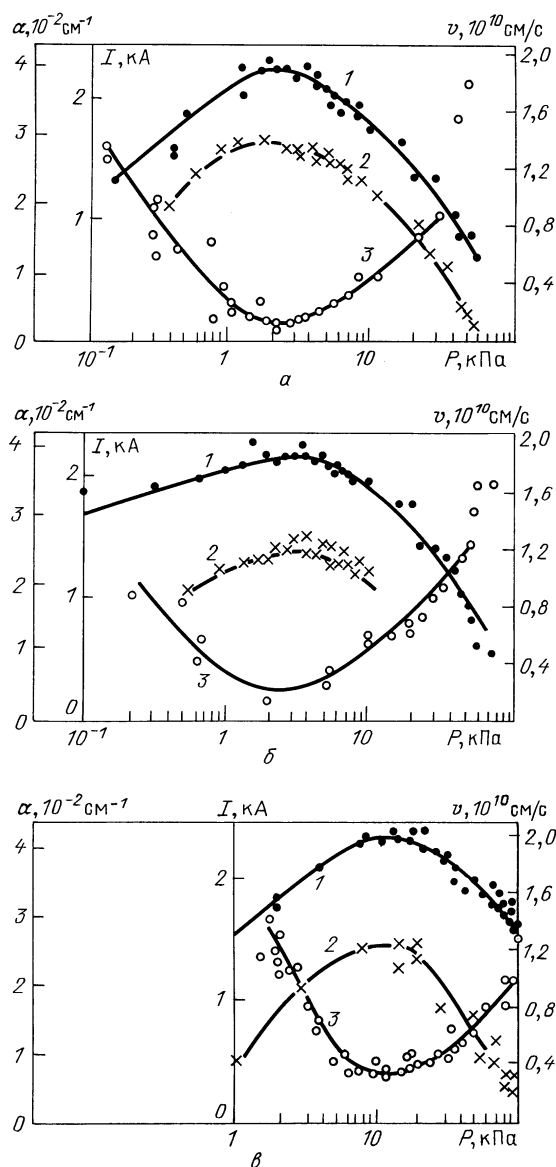


Рис. 3. Зависимости скорости волны ионизации (1), тока (2) и коэффициента затухания (3) от давления газа. а — Азот. б — Воздух. в — Гелий. Амплитуда напряжения — 250 кВ. Трубка длиной 47 см, диаметр 0,4 см. Диэлектрик — азот [21]

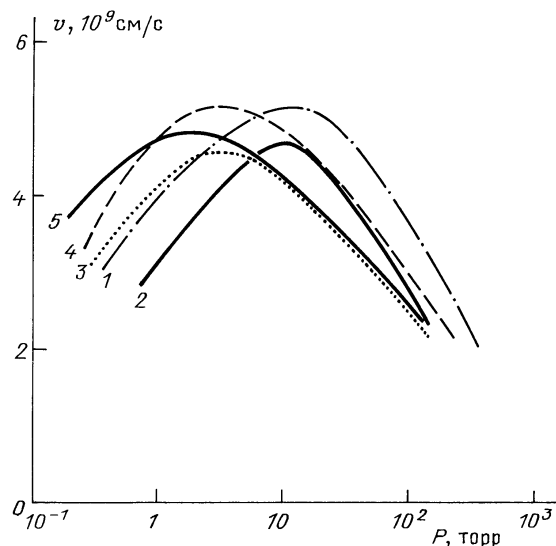


Рис. 4. Зависимость скорости ВВИ от давления газа. 1 — неон, 2 — гелий, 3 — аргон, 4 — криптон, 5 — ксенон. Амплитуда напряжения — 200 кВ. Трубка длиной 47 см, диаметр 1,5 см. Диэлектрик — вода [24]

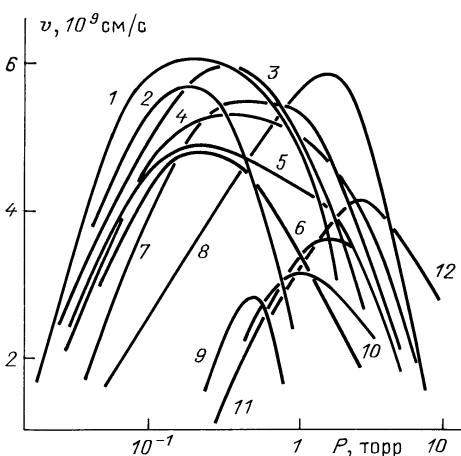


Рис. 5. Зависимость средней скорости ВВИ от давления газа при разных полярностях импульса напряжения (200 кВ). Трубка длиной 47 см, диаметр 1,5 см. Диэлектрик — вода. 1 — SF<sub>6</sub>; 2 — CCl<sub>4</sub>; 3 — пропан—бутан; 4, 12 — CO<sub>2</sub>; 5, 11 — N<sub>2</sub>; 6, 10 — ацетон; 7 — воздух; 8 — Ne; 1 — 8 — отрицательная полярность, 9 — 12 — положительная [25]

скорости, полученные для волн ионизации в лабораторных условиях. Следует отметить, что для этих экспериментов максимальная скорость волны ионизации в пределах погрешности измерений совпадает со скоростью свободно летящего электрона с энергией  $\sim 250$  кэВ. При напряжениях импульсов на порядок ниже величина максимальной скорости зависит от рода газа [12, 22]. Следовательно, можно заключить, что в [21] достигнуто предельное значение скорости для данной амплитуды напряжения.

На величину максимально возможной скорости ВВИ сильное влияние оказывает величина эффективной диэлектрической проницаемости изолятора, окружающего разрядную трубку. Эффективная диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_{\text{eff}}$  определяется комбинированным вдоль радиуса диэлектриком: стекло — наполнитель (вода, масло). Максимальная скорость волн тем меньше, чем больше диэлектрическая проницаемость [14—16, 23—26]

(рис. 4, 6, 7). На рис. 4, 5 приведены скорости ВВИ, полученные для большого количества газов на одной и той же экспериментальной установке с водяным диэлектриком. Предельная максимальная скорость движения фронта волны в этом случае определяется скоростью подвода электромагнитной энергии к фронту по коаксиальной передающей линии, центральным проводником которой является столб плазмы с высокой проводимостью. Стеклоянная (или кварцевая) трубка даже с весьма тонкой стенкой сильно снижает величину эффективной диэлектрической проницаемости, например, при заполнении водой от 80 до 25—30, поэтому предельная скорость распространения ВВИ оказывается ниже скорости света в 5—6 раз ( $\epsilon_{\text{eff}}^{1/2}$ ), что иллюстрируется рис. 6.

Таким образом, с ростом амплитуды импульса увеличивается и максимальная скорость ВВИ, пока не достигает предельно возможного значения. При высоких

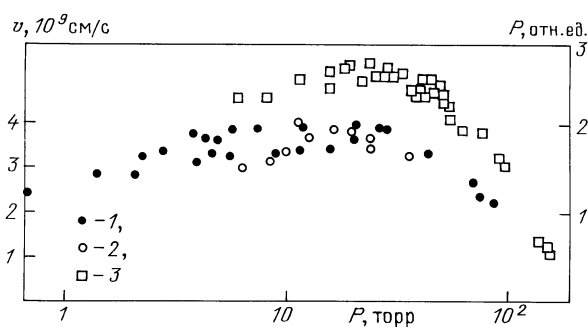


Рис. 6. Зависимость средней скорости ВВИ (1), скорости перемещения волны лазерного излучения (2) и величины пиковой мощности азотного лазера (3) от давления воздуха.  $U_0 = 300$  кВ. Длина трубки — 41 см, диаметр — 0,5 см. Диэлектрик — вода [23]

напряжениях импульсов диапазон давлений газа, в котором ВВИ движется со скоростью, близкой к предельной, может быть довольно широк (см. рис. 6). При низких напряжениях, максимум скорости от давления выражен резко [11, 12].

Как указывалось в [12], ВВИ могут возникать на разных стадиях пробоя. При низких напряжениях импульсов они возникают в завершающих стадиях пробоя, что объясняется более благоприятными условиями для их формирования и движения при наличии в разрядном объеме достаточно высокой начальной концентрации электронов. В некоторых работах ВВИ, возникающие без предварительной ионизации, называют волнами электрического пробоя, а при наличии плазмы — вторичными волнами пробоя. Чем ниже амплитуда напряжения, тем сильнее воздействие начальной ионизации, что особенно сильно проявляется при возбуждении ВВИ импульсами разной полярности. При амплитуде импульсов 3—20 кВ ВВИ возникают при положительной полярности импульса и наличии плазмы в промежутке, а при отрицательной полярности ВВИ могут и не возникнуть за все время действия импульса [11, 12]. Это объясняется тем, что при положительной полярности импульса электроны из плазмы начинают уходить на электрод и формируется слой объемного заряда, в результате чего потенциал электрода выносится в промежуток. В образующихся электрических полях происходит интенсивная ионизация, что приводит к формированию ВВИ и ее движению к другому электроду. При отрицательной полярности электроны отходят от электрода и экранируют плазму от его потенциала. Формирование волны при этом возможно лишь после возникновения на катоде интенсивного источника электронов, например, катодного пятна, что и наблюдал Винн [11]. Время образования катодного пятна в [11] превышало длительность импульса (100 нс, 24 кВ), поэтому для облегчения образования пятна Винн [11] применял электроды специальной формы. Скорость ВВИ при отрицательной полярности тем не менее всегда выше, чем при положительной.

С увеличением начальной концентрации электронов скорость ВВИ возрастает [11—13, 27], и при достаточно высокой проводимости плазменного столба импульс напряжения будет распространяться со скоростью электромагнитного сигнала, так же как в коаксиальной линии, с потерями. Поэтому, если при пробое образуется несколько ВВИ, то скорость вторичных ВВИ всегда будет

выше, так как они движутся по каналу с более высокой проводимостью. При уменьшении начальной концентрации газа и сравнительно низких амплитудах импульса (3—20 кВ) существует порог, ниже которого ВВИ не образуются даже при положительной полярности ( $10^7$ — $10^8$  см $^{-3}$ ) [13]. По мнению Фаулера [10], скорость ВВИ не может быть меньше некоторой критической величины порядка  $(1—3) \cdot 10^8$  см с $^{-1}$ , которая определяется амплитудой импульса и начальной ионизацией в промежутке.

## 5. Ток ВВИ

При движении ВВИ по плазменному столбу за ее фронтом протекает ток проводимости, который на фронте замыкается на металлический экран (или в окружающее пространство) через токи смещения, поэтому форма и амплитуда импульса тока, измеряемого датчиком, зависит от расположения этого датчика вдоль разрядной трубки и, вообще говоря, от способа детектирования тока. Ток через высоковольтный электрод начинает протекать сразу после старта волны, а через заземленный электрод в другом торце трубки может и не протекать совсем в том случае, если фронт волны за время действия импульса не успевает пройти всю длину трубки. Ток за фронтом волны приблизительно равен току, необходимому для зарядки до потенциала фронта цилиндрического конденсатора, образованного столбом сильно проводящей плазмы за фронтом и цилиндрическим экраном. Если величина скорости ВВИ постоянна вдоль трубки и потенциал фронта равен потенциалу электрода, то ток, втекающий в трубку, также постоянен и равен  $i = c_n v U_0$ , где  $c_n$  — погонная емкость (на единицу длины),  $v$  — скорость фронта,  $U_0$  — напряжение на электроде. Постоянство величины втекающего тока было впервые экспериментально обнаружено в [28]. При высоких скоростях ВВИ, доходя до заземленного электрода, испытывает отражение в соответствии с законами отражения электромагнитных импульсов при наличии неоднородности в передающей линии. Напряжение на короткозамкнутой перемычке падает до нуля, а ток равен удвоенному току волны в линии. При пробое может реализоваться серия ВВИ, ток в которых будет последовательно возрастать [29, 30].

Еще в первых работах [3] было отмечено, что токи в первоначальной волне велики и составляют 150—200 А. Повысив амплитуду напряжения до 250 кВ, авторам [21] удалось не только повысить проходящий ток до 1,7 кА, но и впервые получить зависимость амплитуды прошедшего тока от давления газа (см. рис. 3). Как видно из приведенных графиков, ток достигает максимального значения при тех же давлениях, что и скорость. Дальнейшее увеличение тока волны было достигнуто за счет повышения погонной емкости при окружении разрядной трубки жидким диэлектриком с высокой диэлектрической проницаемостью, например, водой [14, 16, 23, 26]. При этом скорость движения фронта падает в  $\epsilon_{\text{eff}}^{1/2}$  раз, а погонная емкость растет в  $\epsilon_{\text{eff}}$ , поэтому ток волны увеличивается в  $\epsilon_{\text{eff}}^{1/2}$  раз. Плотность тока за фронтом волны ионизации превышает  $10$  кА см $^{-2}$ , что свидетельствует о перспективности использования ВВИ в качестве мощного импульсного источника плазмы, для накачки импульсных лазеров и т.д.

## 6. Падение потенциала во фронте ВВИ и его затухание

При движении фронта волны ионизации вдоль трубки происходит зарядка образующегося конденсатора до потенциала фронта. Необходимый для этого процесса избыточный заряд обеспечивается текущим к фронту по плазменному столбу током проводимости. Поскольку плазменный столб имеет некую конечную усредненную проводимость  $\sigma$ , то за фронтом должно существовать электрическое поле  $E$ , обеспечивающее этот ток,  $I = \pi r^2 \sigma E$ , и падение потенциала во фронте ВВИ будет всегда меньше амплитуды напряжения на высоковольтном электроде. Таким образом, амплитуда фронта ВВИ будет уменьшаться по мере удаления ВВИ от электрода. Для описания этого процесса и сравнения разных экспериментальных данных необходимо знать закономерность затухания амплитуды ВВИ. Одним из удачных вариантов такого представления, по-видимому, является экспоненциальный закон затухания  $U(x) = U_0 \exp(-ax)$ , где  $U(x)$  — амплитуда фронта ВВИ на расстоянии  $x$  от высоковольтного электрода,  $U_0$  — начальная амплитуда ВВИ на срезе электрода,  $a$  — коэффициент затухания. Измерения коэффициента затухания в широком диапазоне давлений впервые были выполнены в [21] и соответствующие результаты представлены на рис. 3 для азота, воздуха и гелия при отрицательной полярности импульсов амплитудой 250 кВ. Наиболее важным свойством этих кривых является то, что значения коэффициента затухания минимальны примерно при тех же давлениях, где достигаются максимальные значения скорости и тока ВВИ, причем эти давления зависят от рода газа, и, например, для азота и гелия отличаются почти на порядок величины. Таким образом, для каждого газа имеется область давлений, наиболее благоприятная для распространения ВВИ.

С увеличением напряжения возрастает и давление, при котором достигается максимальная скорость распространения ВВИ. Представляет интерес экстраполировать полученные данные на атмосферное давление, т.е. оценить возможности реализации длинных искр в виде ВВИ в атмосфере. Используя данные рис. 3, получаем необходимые для этого значения амплитуды напряжения на фронте ВВИ около 10 МВ [21]. Поскольку облака обычно заряжены отрицательно по отношению к земле, то такая экстраполяция пригодна и к молнии. Переносимый при этом ток в фазе возвратного удара по порядку величины будет равен  $U/Z_0 \cong 30$  кА, где  $Z_0$  — импеданс свободного пространства (377 Ом). Полученные значения, несмотря на грубую экстраполяцию, удовлетворительно согласуются с известными данными по токам молнии [5].

Зависимости скорости, тока и затухания амплитуды ВВИ от давления сохраняют свой вид и в тех случаях, когда диэлектриком и в линии, и в разрядном устройстве служили масло или вода [14, 23, 26], а также при положительной полярности импульса. На рис. 7, 8 представлены [14, 26] измеренные скорости распространения ВВИ в воздухе при отрицательной и положительной полярности импульсов, напряжение амплитудой 250 кВ в стеклянной трубке  $\varnothing 0,8$  см и коэффициент затухания амплитуды напряжения  $k$ , определяемый по сигналам  $U_1$  и  $U_2$  с двух делителей, отстоящих на расстоянии 70 см друг от друга:  $k = 1 - U_1/U_2$ . Следует

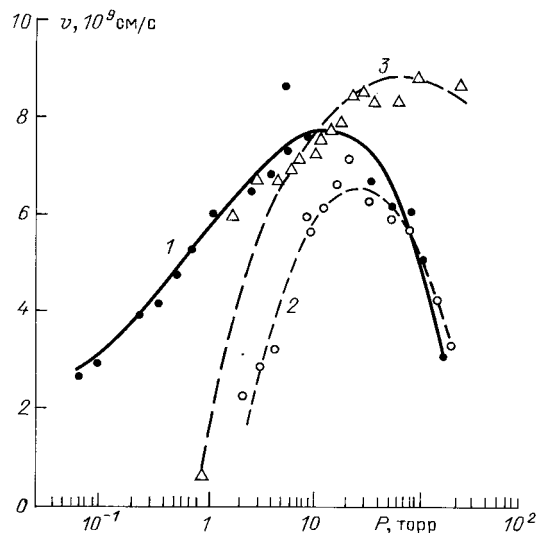


Рис. 7. Зависимость средней скорости ВВИ от давления газа. 1, 2 — воздух, 3 — гелий, 1, 3 — отрицательная полярность импульса напряжения 250 кВ, 2 — положительная. База измерений: 1, 2 — 70 см, 3 — 50 см. Диаметр трубки — 0,8 см. Изолятор — масло [14]

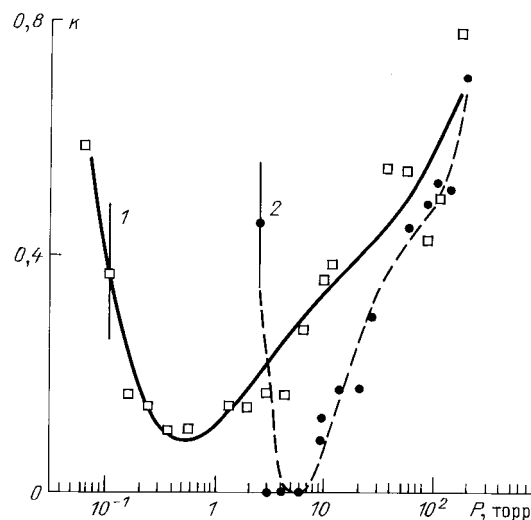


Рис. 8. Зависимость относительного затухания амплитуды напряжения от давления воздуха. 1 — отрицательная полярность импульса напряжения 250 кВ, 2 — положительная. База измерений — 70 см. Изолятор — масло [14]

отметить, что как на рис. 7, 8, так и на рис. 3, минимум коэффициента затухания достигается при более низких давлениях, чем максимум скорости распространения и тока ВВИ.

Минимальное затухание волны на рис. 8 при отрицательной полярности почти полностью определяется катодным падением потенциала. Анодное падение потенциала для положительной полярности импульса напряжения много меньше, чем катодное. Следует отметить, что во всех остальных работах приэлектродные падения не измерялись и не учитывались. Выяснению, какие виды потерь могут определять минимальный коэффициент затухания, кроме падения напряжения, необходимого для протекания тока проводимости, посвящена работа [23]. Для повышения точности измерения проводились в трубке длиной 200 см и внутренним диаметром 0,5 см, вдоль которой были расположены 8 емкостных делителей напряжения. Пространство между

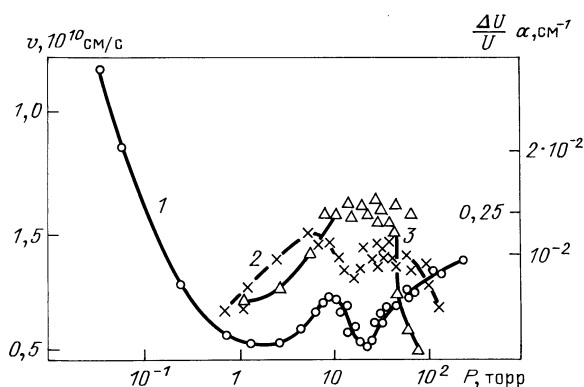


Рис. 9. Зависимости коэффициента затухания (1), скорости фронта (2) относительной амплитуды колебаний (3) от давления воздуха. Длина трубки 200 см, диаметр — 0,5 см. Изолятор — масло [23]

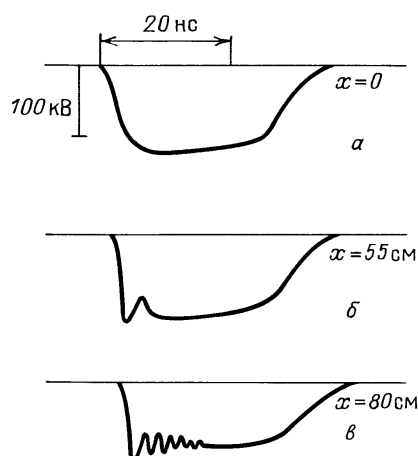


Рис. 10. Осциллограммы сигналов с емкостных делителей, расположенных на разных расстояниях от высоковольтного электрода. а — Над катодом. б — 55 см. в — 80 см. Давление воздуха 12 торр. Длина трубки 200 см, диаметр — 0,5 см. Изолятор — масло [23]

трубкой и экраном диаметром 5,4 см было заполнено маслом. Средняя скорость ВВИ определялась по сигналам с делителей, разнесенных на 100 см. Амплитуда импульса напряжения отрицательной полярности — 120 кВ была выбрана из условия согласования скорости электромагнитного сигнала в коаксиальной системе со сложным диэлектриком стекло — масло ( $1,7 \cdot 10^{10} \text{ см с}^{-1}$ ) со скоростью свободно летящего электрона с энергией 120 кэВ. На рис. 9 представлена зависимость коэффициента затухания (кривая 1) и скорости (2) ВВИ от давления воздуха. Кривая затухания вблизи минимума имеет сложный вид, а величина скорости в этом диапазоне давлений имеет тенденцию к уменьшению. Эти особенности авторы [23] объясняют возбуждением в системе электромагнитных колебаний, которые были зафиксированы и экспериментально. Колебания возникали на расстоянии около 50 см от катода и далее наблюдались вдоль всей остальной трубки (рис. 10). На рис. 9 (кривая 3) приведена также зависимость относительной амплитуды колебаний на емкостном делителе, расположенном на расстоянии 80 см от катода. Раскачка электромагнитных колебаний приводит к увеличению коэффициента затухания и к уменьшению скорости волны. Таким образом, при распространении ВВИ в области оптимальных давлений затухание может опре-

деляться не только энергией, необходимой для создания хорошо проводящего столба плазмы, но и раскачкой электромагнитных колебаний. Природа этих колебаний, по-видимому, связана с наличием в области фронта ВВИ потока высокоэнергетичных электронов [14—23] и возможностью эффективного обмена энергией между ними и электромагнитной волной в случае близости фазовой скорости волны и скорости электронов. Наблюдаемые колебания могут быть результатом возбуждения электромагнитной волны на частоте, близкой к частоте основной моды  $E$ -волны круглого волновода из-за резонансного взаимодействия электромагнитной волны с высокоэнергетичными электронами в коаксиальной замедляющей структуре. Рассчитанные периоды 1 и 1,5 нс для коаксиального волновода с масляным и водяным заполнением соответственно хорошо согласуются с экспериментальными измерениями 1,5 и 2,5 нс [23].

Наличие затухания амплитуды ВВИ при ее движении должно быть связано, во-первых, с динамикой скорости в зависимости от пройденного расстояния, поскольку скорость зависит от амплитуды напряжения, и, во-вторых, с диссипацией энергии во фронте и за фронтом ВВИ, что чрезвычайно важно для практического использования ВВИ.

## 7. Динамика скорости ВВИ при ее движении вдоль разрядного промежутка

Исследование динамики ВВИ при движении производилось с помощью электронно-оптической камеры "АГАТ-СФЗ", которая регистрировала в режиме непрерывной развертки излучение из разрядной трубки диаметром 0,8 см и длиной 80 см в линии  $\varnothing$  5,4 см с водяным заполнением, при ее пробое импульсом амплитудой 150 кВ, длительность 35 нс и фронтом 3,5 нс. Обработка ЭОП-снимков производилась на ЭВМ. При подаче на электрод импульса отрицательной полярности в прикатодной области возникает яркое свечение, которое наблюдается при всех давлениях (0,1—760 торр). После появления свечения через некоторое характерное время задержки  $t_c$  волна стартует от высоковольтного электрода и движется вдоль трубки. Время  $t_c$  уменьшается с ростом давления (рис. 11) и может быть измерено лишь

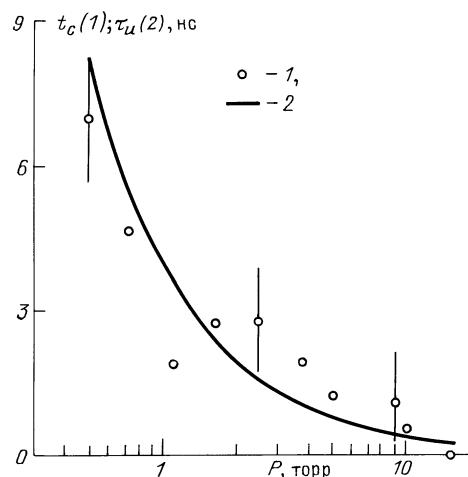


Рис. 11. Зависимость задержки старта ВВИ (1) и рассчитанного времени ионизации (2) от давления воздуха.  $U_0 = -150 \text{ кВ}$ . Изолятор — вода. Диаметр трубки — 0,8 см, диаметр экрана — 5,4 см [26]



при давлениях ниже 15 торр. При замене водяного диэлектрика на трансформаторное масло картина старта качественно не изменяется. При подаче на высоковольтный электрод импульсов положительной полярности в приэлектродной области наблюдается равномерное свечение, интенсивность которого такая же, как и интенсивность излучения в столбе плазмы после прохождения фронта волны ионизации. Скорость движения отрицательной волны ионизации вдоль трубки может быть постоянной, увеличиваться или уменьшаться (рис. 12). При высоких давлениях  $P > 150$  торр замедление фронта волны ионизации становится настолько существенным, что фиксируется и ее остановка.

Динамика скорости волны на начальном этапе движения представлена на рис. 12,а. Практически при всех исследованных давлениях наблюдается ускоренное движение волны от катода до расстояний 10 см и лишь при давлениях, близких к атмосферному, скорость волны ионизации начинает уменьшаться практически сразу от катода. Существует некоторое критическое давление, выше которого волна резко затухает на начальном участке.

На рис. 12,б представлена зависимость скорости ВВИ вдоль всей трубки от давления газа. Хорошо видно сильное затухание скорости при давлении выше 160 торр, которое, по-видимому, носит пороговый характер. С другой стороны, в обширной области давлений волна ионизации, достигнув на начальном этапе своей максимальной скорости, близкой к скорости электромагнитного сигнала в сложном диэлектрике стекло — вода ( $5,5 \cdot 10^9$  см  $s^{-1}$ ), далее движется почти равномерно до анода с незначительным замедлением.

Если около разрядной трубки изменять диэлектрик, например, плавно заменить воду на масло по длине трубки, то в результате непрерывного уменьшения величины диэлектрической проницаемости скорость фронта ВВИ вдоль трубки будет возрастать, что подтверждается соответствующими экспериментами [26].

## 8. Фронт ВВИ

Как уже было указано в предыдущем разделе, электронно-оптическая съемка показала, что формирование ВВИ заканчивается на некотором расстоянии от катода [26]. Волна отрывается от катода и движется по разрядному промежутку, испытывая затухание амплитуды и скорости. Поскольку основные ионизационные процессы идут во фронте ВВИ, то фронт, естественно, тоже меняется по мере движения.

Фронт ВВИ можно детектировать и определять его параметры по емкостным датчикам напряжения [14, 16], по шунтам обратного тока [28] и по интенсивности излучения из плазмы [31]. Конечно, полного совпадения полученных данных при измерениях фронта тремя этими методами не может быть из-за сложности и неоднозначности протекающих во фронте процессов, но все эти методы позволяют получать согласующиеся между собой закономерности.

Одним из уникальных свойств ВВИ является уменьшение длительности фронта волны при ее движении вдоль разрядного промежутка, так называемое обострение фронта. Длительность фронта уменьшается до некоторого минимального значения в области давлений, оптимальных для распространения волны. При

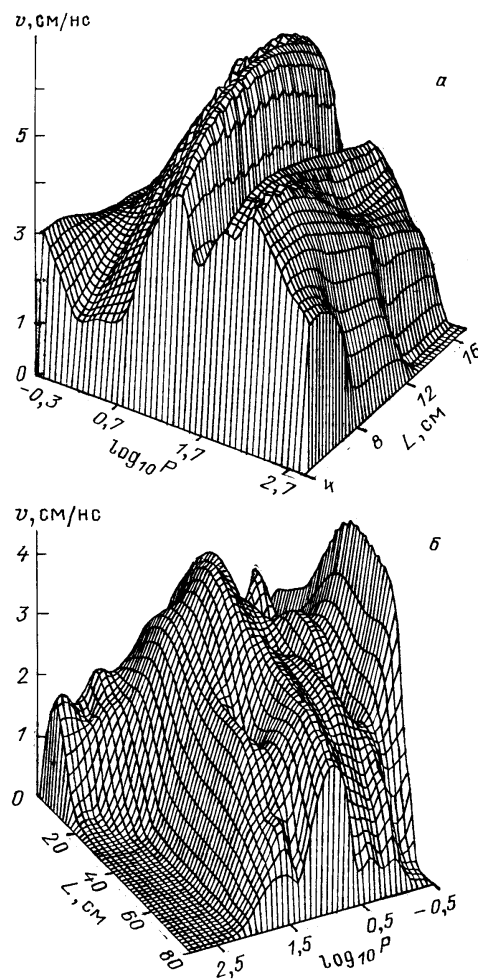


Рис. 12. Зависимость локальной скорости ВВИ от пройденного расстояния и от давления воздуха на начальном участке движения (а) и на всей длине трубки (б).  $U_0 = -150$  кВ. Изолятор — вода. Диаметр трубки — 0,8 см, диаметр экрана — 5,4 см [26]

низких напряжениях импульса (5—30 кВ) обострение фронта ВВИ наблюдалось только при положительной полярности. Впервые обострение фронта ВВИ до 0,3 нс было зарегистрировано в [28] шунтом обратного тока при амплитуде импульса положительной полярности 6,2 кВ и длительности его фронта 2 нс. Авторы [28] назвали наблюдаемую ВВИ "ударной" электрической волной по аналогии с ударными электромагнитными волнами в ферритах. При амплитуде импульсов 25—30 кВ обострение фронта происходило от 5 до 2,5 нс [31]. Обострение фронта существенным образом зависело от величины предварительной ионизации промежутка. При отрицательной полярности ВВИ либо не возникала, либо ее фронт начинал расплываться, поэтому высказывались предположения, что обострение фронта возможно лишь при положительной полярности импульсов.

Однако при повышении напряжения выше 100—150 кВ ситуация кардинально меняется, поскольку при таких напряжениях область существования ВВИ отрицательной полярности может быть шире, чем при положительной полярности (см. рис. 7). На рис. 13 приведена зависимость длительности фронта сигнала с емкостного делителя, расположенного на расстоянии 70 см от высоковольтного электрода, от давления воздуха в разрядной трубке диаметром 0,8 см при амплитуде

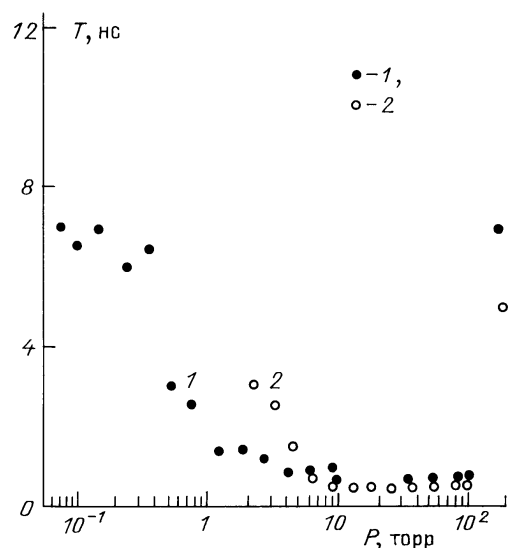


Рис. 13. Зависимость длительности фронта ВВИ на расстоянии 75 см от высоковольтного электрода от давления воздуха. 1 — отрицательная полярность, 2 — положительная.  $U_0 = 250$  кВ. Диаметр трубки — 1 см. Изолятор — масло [14]

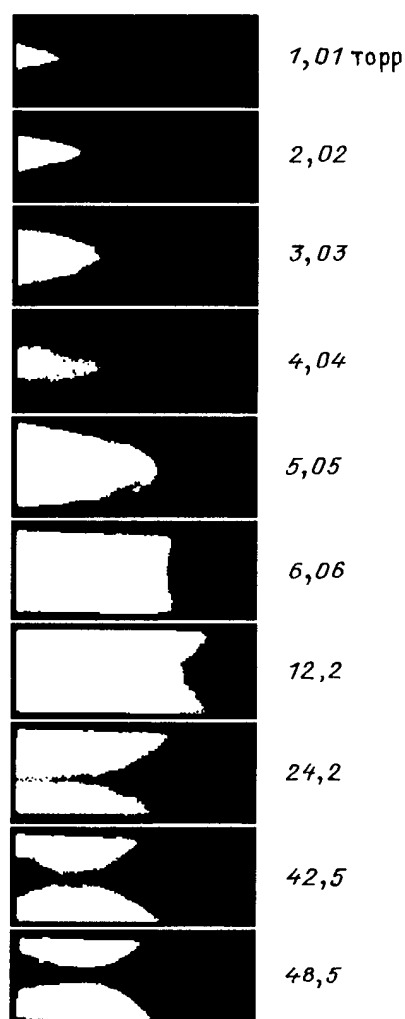


Рис. 14. Фотографии начальной стадии формирования ВВИ положительной полярности вблизи высоковольтного электрода. Время экспозиции — 1,5 нс. Цифры справа — давление.  $U_0 = 30$  кВ. Диаметр трубки — 2 см. Изолятор — воздух [33]

импульса напряжения на электроде 250 кВ и его фронте 3,5 нс [14]. Видно, что существует область давлений, где происходит обострение фронта как при положительной полярности импульса (до 0,5 нс), так и при отрицательной полярности (до 1 нс). При отрицательной полярности фронт ВВИ расплывается как при низких, так и при высоких давлениях до величины, большей, чем начальная длительность. Для положительных ВВИ фронт при низких давлениях не расплывается больше начального значения (ВВИ просто не возникает), а при высоких давлениях длительность фронта ВВИ может превышать начальную. В качестве изолятора в линии в цитированных выше работах использовались как масло, так и вода. Диапазон давлений, где фронт волны расплывается, совпадает с диапазоном, где затухание амплитуды ВВИ резко нарастает (см. рис. 8), а скорость ВВИ также резко уменьшается (см. рис. 12). Таким образом, в этом диапазоне давлений напряженность электрического поля во фронте ВВИ уменьшается не только из-за сильного затухания ее амплитуды, но и вследствие расплывания фронта. Частота ионизации во фронте экспоненциально зависит от напряженности электрического поля, поэтому процессы ионизации сильно замедляются, что ведет к росту сопротивления столба плазмы и дальнейшему нелинейному затуханию волны, которое может носить характер, близкий к пороговому. Отметим, что обострение фронта ВВИ до значений 1—1,5 нс при обеих полярностях импульсов сохранилось и при увеличении длительности фронта исходного импульса до 8—9 нс, и при повышении амплитуды импульса до 700 кВ [14, 32]. Это позволит в будущем использовать ВВИ в качестве обострителя импульсов в генераторах.

Минимальная длина фронта  $l_f$ , которую можно оценить как произведение скорости на длительность фронта ВВИ  $l_f \cong v_f t_f$ , примерно равна диаметру экрана около трубки и, возможно, определяется длиной волны возникающих электромагнитных колебаний основной моды  $E$ -волны [16].

Форма фронта ВВИ исследована недостаточно из-за больших экспериментальных трудностей, основными из которых являются необходимость покадровой фоторегистрации с экспозицией менее 1 нс и недостаточная интенсивность излучения плазмы. Поскольку ВВИ обладает хорошей воспроизводимостью, то при напряжениях 25—30 кВ эти трудности были преодолены путем наложения на одном кадре нескольких десятков и даже сотен разрядов при экспозиции в каждом разряде 1,5 нс [15, 33]. Усредненные таким образом фотографии свечения разрядной трубки  $\varnothing 5$  см при положительной полярности импульса и разных давлениях представлены на рис. 14 [33]. Установлено, что форма фронта зависит от начальной ионизации разрядного промежутка и давления газа в нем. При низких давлениях фронт был в виде острого. При повышении давления скорость ВВИ возрастала до максимальной, а фронт становился плоским (см. рис. 14). При дальнейшем повышении давления скорость ВВИ падала, а разряд прижимался к боковым стенкам трубки (см. рис. 14). Скорость ВВИ в этих экспериментах составляла  $(2 - 3) \cdot 10^9$  см  $s^{-1}$ . Модель, объясняющая форму фронта ВВИ, к настоящему времени не создана. Считать, что при повышении давления разряд начинает развиваться по стенкам (скользящий разряд) нет достаточных оснований. Например, исследование радиального распределения интенсивности излу-

чения азотного лазера, возбуждаемого ВВИ, на срезе заземленного электрода с отверстием [34] показало, что при низких давлениях лазерное излучение имеет кольцевую структуру, а при высоких — выпуклый профиль (рис. 15). Поскольку степень возбуждения лазерных уровней должна соответствовать профилю фронта ВВИ, то, следовательно, при высоких амплитудах 300 кВ для отрицательной полярности фронт ВВИ прижимается к стенкам при низких давлениях и становится близким к плоскому при высоких давлениях.

В предельном случае фронт ВВИ можно рассматривать как движущуюся поверхность, на которой электрические характеристики среды испытывают скачок. С точки зрения электромагнитной волны, движущейся по плазменному столбу, фронт ВВИ является движущимся зеркалом, от которого электромагнитные волны должны отражаться. Это является классической задачей релятивистской электродинамики, из решения которой известно, что отраженный от зеркала импульс будет иметь длительность больше исходного в  $(1 + \beta)/(1 - \beta)$  раз, а его амплитуда будет во столько же раз меньше начальной ( $\beta$  есть отношение скорости фронта волны к скорости света). Такое уширение отраженного импульса тока действительно было зарегистрировано для ВВИ при амплитуде напряжения 30—40 кВ [35].

С увеличением скорости фронта длительность отраженного импульса растет, а амплитуда падает. Если скорость фронта близка к скорости света, то основная часть энергии импульса будет диссипирована в плазме, и лишь малая часть энергии исходного импульса отразится обратно к генератору. Интересно отметить, что в этом случае длина созданного столба плазмы будет больше произведения длительности исходного импульса напряжения на скорость фронта [14]. Действительно, если измерять длительность импульса на высоковольтном электроде, то мы увидим, как к электроду подошел передний фронт исходного импульса и через время  $t_n$  подошел его задний фронт. Однако, когда задний фронт импульса напряжения находится на электроде, фронт ВВИ продвинулся вдоль разрядного промежутка на расстояние  $v_\phi t_n$ . Даже если задний фронт этого импульса впоследствии будет догонять фронт ВВИ со скоростью распространения электромагнитного сигнала, то он настигнет его через время  $t_n/(1 - \beta)$ . Таким образом, время воздействия электрического поля на газ может существенно превышать длительность исходного импульса. Такое явление наблюдалось в [14], где время воздействия импульса с амплитудой 150 кВ в 1,5 раза превышало длительность исходного импульса (35 нс). Другими словами, сравнительно короткий, но мощный импульс может создать канал значительной длины, пока его догонит задний фронт.

Перечисленные выше свойства ВВИ, такие как обострение фронта, скачок электрических параметров среды и величины скорости фронта, свидетельствует о том, что ВВИ имеют много общего с ударными электромагнитными волнами (УЭМВ), например, с УЭМВ в ферритах.

Кроме обострения фронта и его высокой скорости имеется прямая аналогия между уменьшением во фронте шунтирующего погонного сопротивления плазменного канала [36], которое снижается с увеличением тока волны и изменением погонного сопротивления при движении УЭМВ в коаксиальной линии, содержащей феррит с прямоугольной петлей гистерезиса [37].

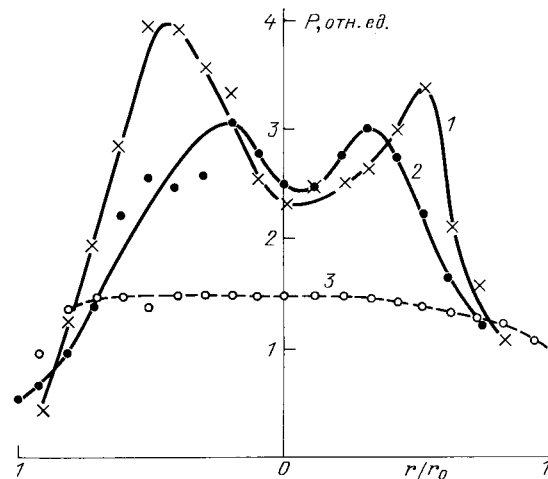


Рис. 15. Радиальное распределение пиковой мощности излучения азотного лазера. 1 — давление воздуха 9 торр, 2 — 48 торр, 3 — 150 торр.  $U_0 = 250$  кВ. Длина трубки — 41 см, диаметр — 1 см. Изолятор — вода [34]

## 9. Высокоэнергетичные электроны во фронте ВВИ

При высоких напряжениях электрического поля в ионизированной газовой среде электроны могут набирать больше энергии от поля, чем теряют при соударениях. Энергия и скорость таких электронов при наличии в плазме постоянного электрического поля нарастают во времени и поэтому их называют "убегающими". По оценкам [38] критическая величина приведенной напряженности электрического поля  $(E/P)_{cr}$  для плазмы азота составляет  $360 \text{ В (см торр)}^{-1}$  и  $80 \text{ В (см торр)}^{-1}$  для плазмы гелия.

Наличие "убегающих" электронов существенным образом влияет на развитие пробоя [38, 39], в том числе и в наносекундных разрядах [39] вплоть до атмосферного давления. В наносекундных импульсных разрядах при высоком напряжении электрического поля функция распределения электронов может быть нестационарной, поэтому для перехода в режим непрерывного ускорения приведенные напряженности должны превышать указанные для стационарного состояния критические значения, а эти электроны более правильно называть высокоэнергетичными. Пучок высокоэнергетичных электронов был обнаружен в плазме скользящего разряда при пробое промежутков длиной 1—18 см импульсами амплитудой 170 кВ и длительностью 10 нс [40].

Естественно ожидать, что в случае ВВИ с амплитудой десятки и сотни киловольт в ее фронте будут возникать высокоэнергетичные электроны. Величину напряженности поля во фронте можно оценить как  $E \cong U/l_\phi$ , где  $U$  — потенциал фронта,  $l_\phi$  — пространственная длина фронта, определяемая в свою очередь выражением  $l_\phi \cong v_\phi t_\phi$ . При малом затухании величина падения напряжения во фронте близка к амплитуде прикладываемого высоковольтного импульса на электроде. При амплитуде импульса  $\cong 30$  кВ скорость фронта в диапазоне давлений 1—10 торр составляет  $(1\text{—}5) \cdot 10^9 \text{ см с}^{-1}$ . При типичной длительности фронта 2—7 нс [31] имеем оценку приведенной напряженности электрического поля во фронте  $E/P = 1\text{—}10 \text{ кВ см}^{-1}$ . При напряжениях 200—300 кВ, как следует из приведенных данных на рис. 12, 13, при

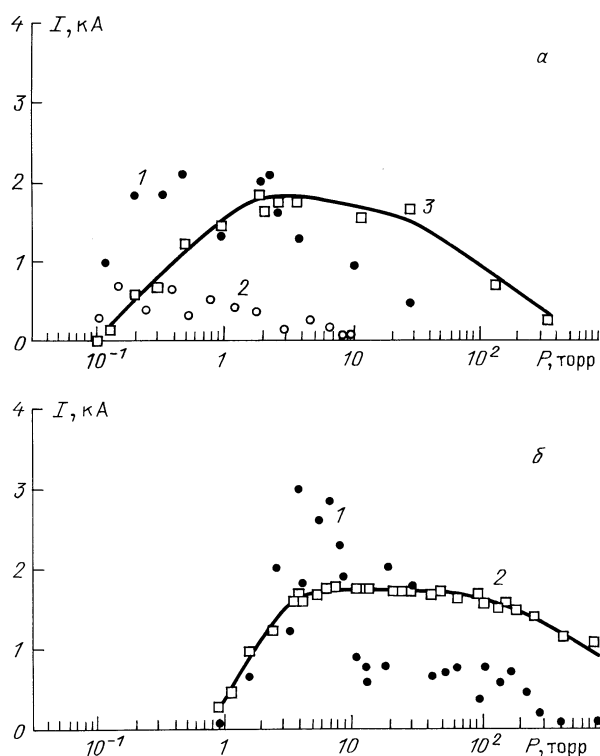


Рис. 16. Зависимость тока высокоэнергетичных электронов в невакуумированном цилиндре Фарадея (1), в экранированном цилиндре Фарадея (2) и полного тока во фронте ВВИ (3) от давления воздуха (а) и гелия (б).  $U_0 = -250$  кВ. Изолятор — масло [14]

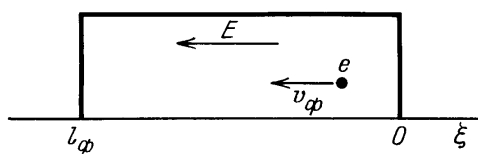


Рис. 17. Схема торможения и отражения электрона в движущейся системе координат [42]

скорости фронта  $(5-10) \cdot 10^9$  см  $s^{-1}$ , типичной длительности фронта  $\cong 1$  нс, при давлениях  $P \cong 10$  торр имеем соответствующую оценку  $E/P \cong 2$  кВ (см торр) $^{-1}$ . Таким образом, в широком диапазоне давлений приведенная напряженность электрического поля во фронте ВВИ многократно превышает критическую величину для образования высокоэнергетичных электронов.

Наличие высокоэнергетичных электронов, генерируемых ВВИ, обнаружено как при достаточно низких напряжениях импульсов 20–40 кВ по регистрации тормозного рентгеновского излучения [41, 42], так и при высоких напряжениях импульсов 150–300 кВ с помощью цилиндра Фарадея, установленного за заземленным электродом [14, 16, 43]. На рис. 16 [14, 43] приведены амплитуды высокоэнергетичных электронов в цилиндре Фарадея (экранированном от разряда лавсановой пленкой с энергетическим порогом пропускания электронов 40 кэВ и без нее) при амплитуде импульсов 250 кВ. Измерения, проводимые в двух газах — в воздухе и гелии, для которых критические значения напряженности сильно различаются (360 и 80 В (см торр) $^{-1}$ ). Видно, что ток высокоэнергетичных электронов генерируется в широком диапазоне давлений (в гелии до 450 торр) и может быть сопоставим с током проводимости во

фронте и даже может превышать его при низких давлениях. Кривая тока высокоэнергетичных электронов в гелии сдвинута в область более высоких давлений по сравнению с аналогичной зависимостью для воздуха. Примерно так же сдвинуты по давлению в этих газах и другие зависимости: скорость волны, ее затухание, переносимый ток (см. рис. 7 и 8).

Длительность сигнала электронного тока с неэкранированного цилиндра Фарадея уменьшается с ростом давления от 30 до 3 нс [14], а при высоких давлениях она близка к длительности фронта подаваемого высоковольтного импульса. Такая зависимость длительности сигнала электронного тока от давления отличается от экспериментов [16], где длительность тока высокоэнергетичных электронов была около 3 нс и практически не изменялась с давлением. Сигнал с вакуумированного цилиндра Фарадея, экранированного лавсановой пленкой, состоит из коротких импульсов, общая длительность пуга которых не превосходит 10 нс. Как следует из рис. 16, сигнал с экранированного цилиндра Фарадея имеет меньшую амплитуду и исчезает при меньшем давлении, чем сигнал с неэкранированного цилиндра. Начало сигнала электронного тока совпадает со временем прихода фронта ВВИ к электроду, за которым расположен цилиндр Фарадея. Таким образом, можно заключить, что высокоэнергетичные электроны рождаются в области фронта ВВИ. Этот факт, в частности, подтверждает существование в области фронта ВВИ электрических полей с чрезвычайно высокой напряженностью.

Распределение высокоэнергетичных электронов по энергиям непосредственно не измерялось и об этом можно только качественно судить по косвенным экспериментам. Разная длительность и амплитуда электронного тока с экранированного и неэкранированного цилиндров Фарадея свидетельствует о наличии большого числа электронов с энергией менее 40 кэВ. При низких давлениях электроны более высокой энергии первыми достигают цилиндра Фарадея, а после этого достаточно длительное время регистрируются электроны с более низкими энергиями. Появление сигнала электронного тока одновременно с фронтом свидетельствует, что во фронте ВВИ и перед ним присутствуют электроны, имеющие высокую энергию, значительно большую, чем 40 кэВ.

Поскольку электроны распространяются в ту же сторону, что и фронт ВВИ, то они могут находиться под воздействием электрического поля фронта более длительное время и вследствие этого набирать энергию большую, чем потенциал фронта. Это предположение было выдвинуто в [42] и проиллюстрировано следующим образом. Считалось, что поле во фронте ВВИ является однородным, а скорость движения фронта меньше, чем  $2eU/m$ , где  $U$  — потенциал фронта,  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона. Для простоты полагалось, что эти скорости равны. Перейдем в систему координат, связанную с волной. В этой системе координат, электрон, рожденный в начале фронта (рис. 17), движется со скоростью  $v_\phi$  в тормозящем электрическом поле. В конце фронта он останавливается и начинает ускоряться в противоположном направлении. Пройдя весь фронт, он приобретает скорость  $v_\phi = (2eU_\phi/m)^{1/2}$  в системе координат фронта и покидает область фронта. Переходя в лабораторную систему координат, мы получим, что

энергия электрона будет больше  $eU_\phi$  и в зависимости от места, где родился электрон, может достигать  $(2 - 4)eU_0$ . Авторы [42] на основании измерений спектра тормозного рентгеновского излучения определили, что при амплитуде фронта 25 кВ энергия высокоэнергетичных электронов могла достигать 40 кэВ.

Измерения рентгеновского излучения вдоль разрядной трубки показали, что он возникает лишь при прохождении фронта ВВИ. При низких давлениях электроны с более высокими энергиями находятся вблизи стенок разрядной трубки, а при повышении давления они находятся около оси трубки [42]. Отметим, что такое распределение высокоэнергетичных электронов по сечению трубки противоположно формам свечения из фронта, представленным на рис. 14.

## 10. Влияние высокоэнергетичных электронов на формирование и движение ВВИ

Обнаружение в области фронта ВВИ потока высокоэнергетичных электронов позволило прояснить два важных вопроса: происхождение затравочных электронов перед фронтом и причину затухания волны при низких давлениях газа. Кроме того, появилась возможность объяснить причину задержки формирования ВВИ и различие ВВИ при отрицательной и положительной полярности импульсов.

Так, задержка старта ВВИ после прихода на электрод высоковольтного импульса может иметь разные причины в зависимости от экспериментальных условий. При отрицательной полярности и сравнительно невысоких амплитудах импульсов  $\sim 30$  кВ без начальной ионизации промежутка для протекания тока необходимо обеспечить эмиссию электронов из катода. В этих условиях задержка старта ВВИ определяется временем формирования катодного пятна. Иногда для его образования требуется время, превышающее длительность высоковольтного импульса 100 нс [11], и для инициирования ВВИ приходится применять электроды специальной формы [11]. Большое время формирования ВВИ в этом случае объясняется необходимостью обеспечить большие токи эмиссии 40—100 А с холодного электрода, требуемые для зарядки конденсатора "плазма—экран", образующегося при движении ВВИ.

Если в промежутке создана предварительная ионизация, то задержка старта 5—7 нс [13, 41] при напряжении 30—40 кВ связана с поляризацией имеющейся плазмы. Процесс формирования отрицательной ВВИ протекает в следующей последовательности [41]: после задержки, связанной с поляризацией плазмы, стартует первая волна, переносящая потенциал внутрь промежутка со скоростью  $v_1 = 2 \cdot 10^9$  см  $s^{-1}$ . Ее перемещение сопровождается ионизацией и возбуждением газа. Спустя некоторое время происходит образование катодного пятна и появляется катодный факел, что приводит к значительному возрастанию эмиссии электронов и резкому увеличению тока через электрод, а это — к образованию у катода второй ВВИ. Поскольку проводимость плазмы в промежутке возросла после прохождения первой волны, то скорость второй волны  $v_2$  намного больше первой  $v_2 \gg v_1$  и имеет порядок  $v_2 \cong 10^{10}$  см  $s^{-1}$ . Вторая волна также возбуждает и ионизует газ. Кроме того, она увеличивает потенциал плазменного столба. Приблизительно на расстоянии 22—24 см она догоняет фронт

первой волны, усиливая в нем напряженность электрического поля. В этот момент из фронта появляется рентгеновское излучение, которое свидетельствует о генерации во фронте высокоэнергетичных электронов. Фронт образовавшейся новой волны движется со скоростью  $4 \cdot 10^9$  см  $s^{-1}$ , генерируя высокоэнергетичные электроны.

Для проверки влияния электродов на условие формирования ВВИ проводились измерения скорости ВВИ для электродов с разными эмиссионными и электрофизическими свойствами, в качестве которых использовалась дистиллированная вода, водный раствор NaOH и металлический электрод [44]. Для всех трех случаев зависимости скорости ВВИ от давления воздуха с парами воды при амплитуде импульса 10—20 кВ были одинаковыми в пределах погрешности для обеих полярностей импульсов.

С повышением амплитуды напряжения растут токи ВВИ и повышается роль эмиссии электронов с электрода. Как показала электроннооптическая съемка [26], при напряжении более 150 кВ катодный факел вспыхивает одновременно с приходом высоковольтного импульса. Однако старт ВВИ происходит через некоторое время после загорания факела. Время задержки старта ВВИ уменьшается с ростом давления воздуха от 8 нс при давлении 0,5 торр до 0,5 нс при давлениях 10—15 торр [26] (см. рис. 11). Появление катодного свечения, по-видимому, связано с взрывным механизмом эмиссии с катода, который обусловлен большими значениями напряженности электрического поля. Большой электронный ток с катода в неионизованный газ приводит к образованию нескомпенсированного объемного заряда, что в свою очередь приводит к запирающему току и, следовательно, к запирающему ВВИ. Этот процесс аналогичен запирающему электронного пучка, инжектируемого диодом в газ. Для движения ВВИ необходима нейтрализация объемного заряда, которая происходит вследствие ионизации газа электронами и ухода образовавшихся электронов из объема, занятого объемным зарядом, на стенку, поскольку объемный заряд создает сильные радиальные поля. Оставшиеся ионы создают нейтрализующий фон. Рассчитанное в [26] с учетом распределения поля характерное время нейтрализации  $\tau_n$  хорошо согласуется с полученными экспериментальными значениями (см. рис. 11).

После нейтрализации избыточного объемного заряда ВВИ стартует от катода. На начальном участке движения происходит процесс формирования ВВИ, при котором скорость фронта возрастает, а длительность фронта уменьшается. ВВИ полностью формируется на длине порядка 5—10 см, которая примерно равна двум длинам фронта. По-видимому, ширина фронта волны не может быть меньше диаметра экрана из-за резонансного возбуждения высокоэнергетичными электронами электромагнитных колебаний в волноводе.

Вполне естественно, что при движении ВВИ вдоль промежутка высокоэнергетичные электроны существенным образом влияют на процессы во фронте, перед фронтом и после него [14, 43]. Наибольшее влияние на свойства ВВИ они будут оказывать при тех давлениях, где их ток сопоставим с током проводимости за фронтом, что является типичным при низких давлениях газа. ВВИ при низких давлениях и высоких напряжениях (150 кВ) возникает только при отрицательной полярности, когда есть источник эмиссии электронов.

Таким образом, при низких давлениях газа (слева от максимума скорости) характеристики волны, в основном, определяются током высокоэнергетичных электронов. Процессы во фронте ВВИ будут аналогичны процессам на "голове" электронного пучка, распространяющегося через газ. Известно, что при инжекции электронного пучка в газ на "голове" пучка возникает фронт ионизации, скорость движения которого может быть существенно меньше, чем начальная скорость электронов [45, 46]. Зависимость скорости этого фронта ионизации от давления качественно похожа на аналогичную зависимость скорости фронта ВВИ, однако максимальное значение скорости при энергии электронов 300—1000 кэВ достигается при меньших давлениях (0,1—5 торр) [45], чем при волновом пробое при напряжении 250—300 кВ. Зависимость от давления переносимого пучком тока (или заряда) или энергии также имеет максимум. В области низких давлений определяющим процессом при движении фронта является процесс зарядовой нейтрализации избыточного заряда на "голове" пучка за счет ударной ионизации электронов пучка с молекулами газа, и поэтому с уменьшением давления растет время зарядовой нейтрализации и уменьшается скорость фронта. Уменьшение скорости транспортировки пучка при высоких давлениях авторы [46] объясняют уменьшением проводимости плазмы, наработанной в индуцированных полях во фронте, что приводит к увеличению времени диффузии потенциала от анода к фронту.

В случае ВВИ ее фронт является движущимся виртуальным катодом, испускающим поток высокоэнергетичных электронов. Для продвижения виртуального катода необходимо, чтобы произошла зарядовая нейтрализация избыточных электронов перед фронтом. С понижением плотности газа ток высокоэнергетичных электронов во фронте ВВИ растет (см. рис. 16), что делает ВВИ все более похожей на движение пучка электронов. С другой стороны при понижении плотности уменьшается наработка концентрации электронов и увеличивается затухание амплитуды ВВИ, что в свою очередь приводит к уменьшению скорости распространения фронта.

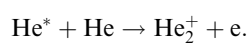
Различие пробоя газа электронным пучком и волной ионизации заключается в том, что в случае пучка начальное электрическое поле возникает за счет ухода электронов пучка в промежуток и образования объемного заряда, а в случае электрического импульса в промежутке сначала возникает электрическое поле, в котором рождаются высокоэнергетичные электроны. В обоих случаях происходит движение объемного заряда, в поле которого идет ионизация, и потенциал плазмы за фронтом равен потенциалу электрода, от которого стартовал фронт ионизации. Однако подвод энергии к фронту осуществляется принципиально различными путями: в случае пучка она передается в виде кинетической энергии электронов, которые должны преодолеть весь промежуток от анода до фронта, а в случае электрического импульса энергия к фронту поступает в виде электромагнитной волны по передающей коаксиальной линии, внутренним проводником которой является плазменный столб.

В области давлений, близких к оптимальным, и при дальнейшем увеличении давления основная роль высокоэнергетичных электронов сводится к созданию начальной ионизации перед фронтом. Как уже было показано,

скорость ВВИ увеличивается с начальной концентрацией электронов перед фронтом. Следует заметить, что начальная концентрация электронов может создаваться как при прямой ионизации газа высокоэнергетичными электронами, так и за счет ионизации тормозным рентгеновским излучением, которое возникает при соударениях высокоэнергетичных электронов со стенками разрядного промежутка.

С ростом давления падение скорости ВВИ можно объяснить, во-первых, уменьшением концентрации начальных электронов перед фронтом волны, создаваемых при ионизации газа высокоэнергетичными электронами, доля которых становится мала из-за уменьшения приведенной напряженности  $E/P$ , и, во-вторых, уменьшением частоты ионизации плазменными электронами в области фронта также из-за уменьшения величины  $E/P$ . При высоких давлениях газа приведенная напряженность  $E/P$  во фронте уменьшается также еще и за счет уменьшения амплитуды ВВИ и увеличения длины фронта, в результате чего частота ионизации может попасть в область своего экспоненциального спада в зависимости от  $E/P$ . Все эти процессы ведут к увеличению сопротивления столба и соответственно к увеличению времени диффузии потенциала от электрода по плазменному столбу к области фронта, что в свою очередь приводит к уменьшению амплитуды и увеличению длины фронта и дальнейшему падению  $E/P$  во фронте. В результате частота ионизации начнет экспоненциально уменьшаться, соответственно, резко уменьшается и скорость ВВИ, что в диапазоне характерных и рассматриваемых времен рис. 12 воспринимается как остановка волны.

Поскольку высокоэнергетичные электроны в ВВИ отрицательной и положительной полярности двигаются в противоположных направлениях по отношению к направлению движения ВВИ, то их роль для волн разной полярности будет разной. Именно по этой причине свойства ВВИ положительной и отрицательной полярности так сильно различаются при низких давлениях газа (см. рис. 7 и 8). При высоких давлениях ток высокоэнергетичных электронов становится столь мал, что основными процессами образования электронов перед фронтом будут фотоионизация излучением из плазменного столба, а также ассоциативная ионизация фотовозбужденных атомов и молекул, частота ионизации которых растет с увеличением давления. Все эти процессы не зависят от полярности, и поэтому при высоких давлениях газа скорость и затухание ВВИ обеих полярностей практически совпадают (см. рис. 7 и 8) [14]. Эти факты подтверждаются согласием экспериментальных данных по скоростям волны ионизации в гелии при атмосферном давлении при напряжении 250 кВ [21] с расчетами [47], в котором предполагалось, что электроны перед фронтом возникают за счет ассоциативной ионизации при соударении возбужденного гелия  $\text{He}^*$  с невозбужденным:



В области низких давлений эффективность предиионизации газа перед фронтом с участием излучения, в том числе и рентгеновского, становится недостаточной для распространения волн положительной полярности. Отрицательная волна при этих давлениях существует за

счет эмиссии электронов с катода, у которого будет существовать катодное падение напряжения величиной 30—40 кВ [14].

Для ВВИ положительной полярности в области низких давлений может реализоваться в чистом виде механизм, рассмотренный в [48], как один из возможных путей развития стримера в сильных полях. Поскольку при положительной полярности убегающие электроны распространяются из фронта в область плазмы, то при взаимодействии с плазмой они могут возбудить продольные плазменные колебания. При этом на катодном конце плазмы в определенные полупериоды колебаний может возникать плазменное поле, превышающее внешнее поле и направленное ему навстречу. Часть электронов плазмы в этом поле может набрать энергию, достаточную для того, чтобы выйти за пределы плазмы, где они будут ионизовать газ и продвигать стример к катоду. Такой механизм движения положительной ВВИ весьма вероятен, но требует проведения дополнительных исследований с целью экспериментального подтверждения.

Таким образом, основные свойства ВВИ в области низких давлений и существенным образом в области оптимальных для распространения давлений определяются генерацией в области фронта большого количества высокоэнергетичных электронов. Это обстоятельство и определяет принципиальное отличие ВВИ от "медленных" волн ионизации, возникающих при пробое длинных трубок [48, 49] импульсами сравнительно низкого напряжения (1—3 кВ) с достаточно большой длительностью фронта.

## 11. Энерговклад в газ при движении ВВИ

Как уже указывалось выше, диссипация энергии в разряде определялась с использованием методики, основанной на свойствах длинных передающих линий: измерялась энергия импульса, идущего от генератора к разрядному устройству, и из нее вычиталась измеренная энергия импульса, отраженного от разрядного промежутка. Такая методика дает возможность учесть энергию, идущую на зарядку коаксиального конденсатора, образованного плазменным столбом и металлическим экраном.

Первые же эксперименты [20] при напряжениях импульсов 6 кВ показали, что мощность, вкладываемая в разряд при движении волны ионизации, существенно превосходит мощность, диссипируемую в разряде после установления равномерного распределения электрического поля. Измерения в длинных трубках (~ 40 см, Ø 4,5 см) при амплитуде импульса на электроде 40 кВ [13] подтвердили этот вывод. Было обнаружено, что в ряде режимов проводимость плазмы за фронтом ВВИ столь велика, что оставшаяся часть импульса проходила через разрядное устройство без заметного снижения амплитуды. При движении ВВИ 30—40% начальной мощности диссипировалось в разряде и 40—50% запасалось в виде электростатической энергии заряженного конденсатора плазма—экран. При положительной полярности импульсов мощность, диссипируемая в разряде, больше, чем при отрицательной, и достигает 6 МВт, а вложенная в плазму энергия — 40 мДж.

Полагая, что диссипируемая энергия идет в основном на ионизацию гелия, можно получить оценку concentra-

ции электронов за фронтом ВВИ  $n_e \sim 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  [50], что согласуется с аналогичной оценкой [11] для ВВИ в азоте  $n_e \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$  при амплитуде 30 кВ. Эти значения также совпадают с величиной  $n_e$ , определенной по измеренному току за фронтом ВВИ и по затуханию амплитуды ВВИ в предположении, что затухание амплитуды определяет напряженность электрического поля за фронтом, необходимую для протекания тока  $i = e S n_e V_{dr}$ , где  $S$  — площадь сечения разряда,  $V_{dr}$  — дрейфовая скорость электронов за фронтом. Отметим, что значение концентрации электронов  $n_e \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$  достаточно для того, чтобы электромагнитный импульс мог распространяться по столбу плазмы со скоростью света [11].

Для увеличения концентрации электронов за фронтом ВВИ необходимо повышать плотность тока путем увеличения напряжения и уменьшения площади трубки. Отметим, что высокие плотности тока, в частности, необходимы для накачки лазеров. Решая эту задачу, в [29, 30] за фронтом ВВИ при напряжении 30 кВ было получено значение  $n_e = 10^{15} \text{ см}^{-3}$  в трубке диаметром 1,7 мм.

При увеличении напряжения до 150—200 кВ величина тока за фронтом ВВИ достигает 1—10 кА, а оцененная по току и затуханию величина концентрации электронов  $n_e \sim 10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Величина вложенной в разряд энергии зависит от давления и максимальна примерно при тех же давлениях, где минимально затухание волны [51]. Этот неочевидный факт подтверждает предположение о том, что основная доля энергии диссипируется во фронте ВВИ, где наиболее высокая напряженность электрического поля. Удельный энерговклад в газ при этом значителен и достигал 0,1—1 Дж  $\text{см}^{-3}$ . Отмеченные обстоятельства объясняют, например, почему мощность генерации лазера на азоте, накачиваемого ВВИ, максимальна при давлениях, где максимальная скорость ВВИ и минимально ее затухание [14, 51, 52]. Высокий удельный энерговклад в газ в совокупности с высокой скоростью заполнения плазмой разрядного промежутка делают ВВИ весьма перспективной для применения в различных технических устройствах.

## 12. ВВИ в свободном пространстве

Важным вопросом при распространении ВВИ является вопрос о влиянии стенок разрядной трубки. Высказывались разные суждения, начиная с того, что стенки нужны лишь для ограничения разрядного объема и его наполнения рабочим газом, до утверждения, что волна целиком зависит от наличия стенок и является скользящим разрядом [53] по диэлектрическому материалу стенки. На наш взгляд, стенки не определяют механизм движения разряда. В пользу этого свидетельствуют и собранные в обзорах [9, 10, 12] данные о возникновении высокоскоростных волн в длинных искрах и в молнии.

Развитие техники получения мощных лазерных импульсов позволило создать и исследовать особый тип электрических разрядов — разряды, направляемые в свободном пространстве лазерным излучением [54, 55]. Наиболее часто применяемая и наиболее эффективная схема инициирования длинного электрического разряда в пространстве заключается в следующем (рис. 18). Лазерное излучение большой мощности  $\cong 10^9 \text{ Вт}$ , так называемый гигантский импульс, фокусируется линзой с фокусным расстоянием порядка одного метра. В той

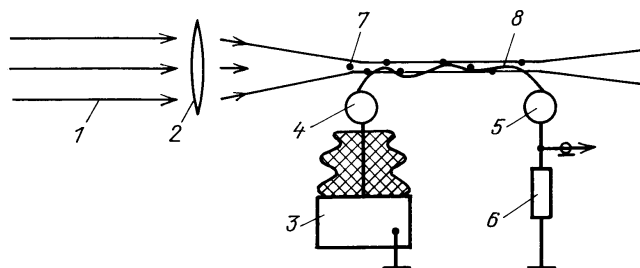


Рис. 18. Схема создания электрических разрядов, направляемых лазерным излучением. 1 — лазерный луч, 2 — длиннофокусная линза, 3 — генератор высоковольтных импульсов, 4 — высоковольтный электрод, 5 — заземленный электрод, 6 — токовый шунт, 7 — плазменные очаги оптического пробоя, 8 — канал электрического разряда [54]

области лазерного луча, где плотность мощности излучения превышает пороговое значение, составляющее в воздухе с частицами аэрозоля  $10^9$  Вт см $^{-2}$  для неодимового лазера, возникают очаги оптического пробоя атмосферы. Поскольку пробой инициируется частицами аэрозоля, то очаги пробоя имеют хаотическое расположение. Образующаяся вдоль лазерного луча длинная цепочка из плазменных очагов оптического пробоя называется длинной лазерной искрой (ДЛИ). При типичной длительности гигантского лазерного импульса 50—100 нс, характерный размер каждого из очагов оптического пробоя составляет 0,1—1 мм и они не сливаются друг с другом. После его окончания плазменные очаги продолжают расширяться со скоростью  $\cong 10^5$  см с $^{-1}$ , и через 5—10 мкс их диаметр достигает характерного размера около сантиметра. Если плотность очагов оптического пробоя изначально была достаточно велика, то в микросекундной шкале времени наступает момент, когда их границы сливаются. При этом в воздухе может образоваться непрерывный квазицилиндрический канал с пониженной плотностью газа, со средней температурой 2500—3000 К и высокой концентрацией заряженных частиц, достаточной, чтобы инициировать электрический разряд.

Высоковольтный электрод располагается таким образом, чтобы канал ДЛИ проходил вблизи от его поверхности. Низковольтный электрод располагается на некотором расстоянии от высоковольтного так, чтобы он тоже касался ДЛИ. После подачи импульса высокого напряжения канал электрического разряда прорастает вдоль ДЛИ от высоковольтного электрода к низковольтному. Длина такого направляемого лазером электрического разряда может быть от нескольких сантиметров до нескольких метров [56]. Скорость прорастания разряда зависит от многих условий эксперимента, в основном от расстояния между очагами оптического пробоя ДЛИ и времени задержки между образованием ДЛИ и подачей высоковольтного импульса. Величина этой скорости увеличивается от  $10^7$  см с $^{-1}$  [56] при расстоянии между очагами оптического пробоя 5—10 см до  $10^9$ — $10^{10}$  см с $^{-1}$  [54—55], если очаги оптического пробоя ДЛИ сливаются в один канал.

Электронно-оптическая съемка развития электрического разряда длиной 20—50 см вдоль ДЛИ [55] при амплитуде импульса напряжения 200—300 кВ, его длительности 35 нс и фронте 4 нс показала, что разряд начинается в виде ВВИ, стартующей с высоковольтного электрода со скоростью  $(2\text{--}3) \cdot 10^9$  см с $^{-1}$ . На некотором

расстоянии от высоковольтного электрода скорость ВВИ скачкообразно возрастает. Если электрический импульс прикладывался к ДЛИ через время 10—100 мкс после лазерного импульса, то направляемый электрический разряд развивался оптимальным образом, при этом скорость ВВИ была постоянной вдоль всего промежутка и составляла  $4 \cdot 10^9$ — $2 \cdot 10^{10}$  см с $^{-1}$ .

Если скорость ВВИ не превышала  $6 \cdot 10^9$  см с $^{-1}$ , то после прохождения ВВИ через весь промежуток до заземленного электрода фиксировалась также и волна возвратного удара, которая двигалась от заземленного электрода к высоковольтному со скоростью в 3—5 раз более высокой, чем первичная ВВИ. При больших задержках (1300—1500 мкс), когда ДЛИ распадается, прорастание направляемого электрического разряда происходит ступенчатым образом. ВВИ, стартующая от высоковольтного электрода, замедляется и останавливается. Через некоторое время после остановки ВВИ вновь продолжает движение, причем ее скорость возрастает в несколько раз по отношению к стартовой. Остановка волны положительной полярности происходила более резко, чем отрицательной. В теоретической работе [57], такое влияние полярности объясняется отсутствием дрейфового расплывания формы головки разряда под действием внешнего электрического поля. Остановка волны из-за расплывания ее фронта в направляемом разряде была зафиксирована в [58] с помощью электрических зондов и объяснена резким падением частоты ионизации из-за падения напряженности электрического поля во фронте.

При определенных условиях в промежутке могли возникать несколько ВВИ как в виде следующих друг за другом (например, указанная выше стадия возвратного удара), так и существующих одновременно. Если оба электрода не были заземлены и на них подавался импульс таким образом, что один электрод был положительным по отношению к земле, а другой отрицательным, то с обоих электродов вдоль ДЛИ стартовали ВВИ, направленные друг к другу, которые встречались внутри промежутка, после чего яркость свечения резко увеличивалась [55]. Можно было создавать одновременно два канала направляемого разряда, а также возбудить две и более ВВИ и другими способами. Например, если между двумя заземленными электродами поместить вдоль ДЛИ один высоковольтный электрод, то после подачи импульса высокого напряжения от высоковольтного электрода в обе стороны стартуют две ВВИ, которые создают два канала направляемого электрического разряда. Можно между двумя высоковольтными электродами поместить один заземленный. Тогда от каждого высоковольтного электрода к низковольтному стартуют по ВВИ и также образуется два канала.

Таким образом, в свободном пространстве можно создать как одну, так и несколько ВВИ, движущихся с субсветовыми скоростями. Как и в случае движения ВВИ в длинных разрядных трубках, в этом случае скорость ВВИ возрастает с увеличением проводимости канала ДЛИ, снижается с ростом плотности газа в канале ДЛИ и уменьшается с увеличением длины фронта, вплоть до остановки. Свойства ВВИ в направляемых разрядах имеют очевидную аналогию со ступенчатым распространением лидера в молнии и наличием возвратного удара при достижении лидером заземленного электрода.



### 13. Теоретические модели ВВИ

При теоретическом рассмотрении ВВИ наибольшую сложность вызывают два вопроса: образование достаточного количества иницирующих электронов перед фронтом ВВИ и объяснение экстремально высокой скорости распространения и наличия минимума коэффициента затухания амплитуды волны. Уже в ранних работах [9, 59] было установлено, что прямая фотоионизация, позволяющая объяснить движение стримера, не может обеспечить наблюдаемую скорость движения фронта  $10^9$ – $10^{10}$  см  $\text{с}^{-1}$ , к тому же она не является эффективной при низких плотностях газа. Наиболее вероятным механизмом образования свободных электронов при высоких давлениях газа является вынос резонансного излучения с последующей ассоциативной ионизацией возбужденных молекул или атомов [47, 59]. В воздухе при атмосферном давлении еще одним механизмом образования свободных электронов может быть разрушение отрицательных ионов в сильных электрических полях [60]. Частота отщипывания электрона становится равной частоте прилипания при напряженности электрического поля порядка  $3 \text{ МВ м}^{-1}$ . Космическое излучение образует порядка  $10 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$  электрон-ионных пар, что дает концентрацию отрицательных ионов около  $10^3 \text{ см}^{-3}$ . При их разрушении примерно такая же концентрация электронов может быть создана перед фронтом волны ионизации.

В большинстве теоретических работ предполагается, что величина начальной концентрации электронов перед фронтом известна и может быть заданной [61–65]. Такая постановка задачи соответствует условиям возникновения и движения ВВИ в предварительно созданной плазме, например, стадии возвратного удара в молнии или длинной искре [5, 6], переходу тлеющего разряда в дугу [8] и экспериментам по иницированию ВВИ в плазме тлеющего разряда или распадающейся плазме [7, 11–13, 27]. Задача, как правило, рассматривается в одномерном приближении, для чего проводится либо усреднение характеристик разряда по сечению трубки [60, 63, 64], либо вводятся дополнительные условия, например, в [61, 62] задается соотношение между продольным и поперечным вектором напряженности электрического поля, которое берется из теории поверхностных волн в плазменных волноводах. При скоростях волны порядка  $10^9 \text{ см с}^{-1}$  задача решалась в гидродинамическом приближении, потенциальности электрического поля, локальной зависимости температуры электронов от проведенной напряженности  $E/P$  и длинноволновом приближении, т.е. когда протяженность фронта полагается больше диаметром трубки и экрана [61–64]. Анализировался случай автомодельного решения, т.е. полагалось, что скорость волны постоянна во времени. Этот подход позволил [61, 62] объяснить форму импульсов тока на заземленном электроде [20] и различное поведение разряда при разных полярностях импульса амплитудой 6,4 кВ. Полученные на его основе результаты удовлетворительно согласуются с измерениями скорости ВВИ при амплитудах импульса 25–30 кВ в [13].

Однако условие автомодельности предполагает постоянство параметров фронта, которое достигается при условии нулевого сопротивления плазменного столба за фронтом ВВИ, что не позволяет получить

затухание амплитуды волны и ее скорости. При таком подходе также не анализируется важный вопрос о подводе энергии к фронту волны и наличии предельной скорости ее фронта.

Более общим подходом является рассмотрение системы уравнений Максвелла для решения электродинамической задачи, дополненных уравнениями баланса заряженных частиц и граничными условиями [60, 65]. В случае одномерного приближения система уравнений Максвелла в интегральном виде (для токов и потенциала) переходит в систему так называемых телеграфных уравнений для длинных линий с потерями

$$\begin{aligned}\frac{\partial \varphi}{\partial x} &= \frac{\partial Li}{\partial t} - Ri, \\ \frac{\partial i}{\partial x} &= -\frac{\partial C\varphi}{\partial t} - G\varphi,\end{aligned}\quad (13.1)$$

где  $\varphi$  — потенциал,  $i$  — ток,  $L$ ,  $C$  — соответственно, индуктивность и емкость единицы длины линии,  $R$  — погонное сопротивление,  $G$  — проводимость линии из-за несовершенства изоляции, произведение  $Ri$  является величиной напряженности продольного электрического поля. Величина  $G$  характеризует утечки через токи короны. В случае разрядных трубок величина  $G = 0$ .

Для того чтобы можно было ввести понятия индуктивности и емкости, необходимо, чтобы поперечные размеры системы были много меньше характерного продольного размера. Такое приближение также называется длинноволновым и фактически применяется во всех моделях ВВИ. Оно накладывает определенные ограничения на параметры ВВИ, в частности, скорость волны  $v$  должна удовлетворять соотношению  $v \gg r_s/t_\phi$ , где  $r_s$  — радиус экрана. Отметим, что система телеграфных уравнений ранее применялась [6, 66] для рассмотрения стадии возвратного удара в длинной искре и в молнии.

При таком анализе подвод энергии к фронту рассматривается как распространение электромагнитного импульса по плазменному каналу за фронтом. Нелинейные коэффициенты в телеграфных уравнениях, а также начальные и граничные условия наполняются физическим содержанием при рассмотрении конкретных экспериментальных условий. Из этой системы вытекают модели, учитывающие влияние геометрии плазма — экран через погонную емкость разрядного устройства. Как указано в [49], зарядка емкости плазма — экран является определяющим процессом при движении медленных волн ионизации со скоростями порядка  $10^5 \text{ см с}^{-1}$ , возникающих при пробое длинных газоразрядных трубок при малой амплитуде импульса и невысокой скорости нарастания напряжения.

С точки зрения формальной электродинамики приближения различных моделей сводятся к пренебрежению теми или иными членами в системе уравнений Максвелла. При скоростях волны много меньше скорости света обычно пренебрегают индуктивным членом [59, 60]. В этом случае система преобразуется к одному уравнению нелинейной диффузии потенциала по плазменному столбу, где роль коэффициента диффузии играет концентрация электронов:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} - \frac{1}{R_0 C} \frac{\partial}{\partial x} \left( n_e \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) = 0, \quad (13.2)$$

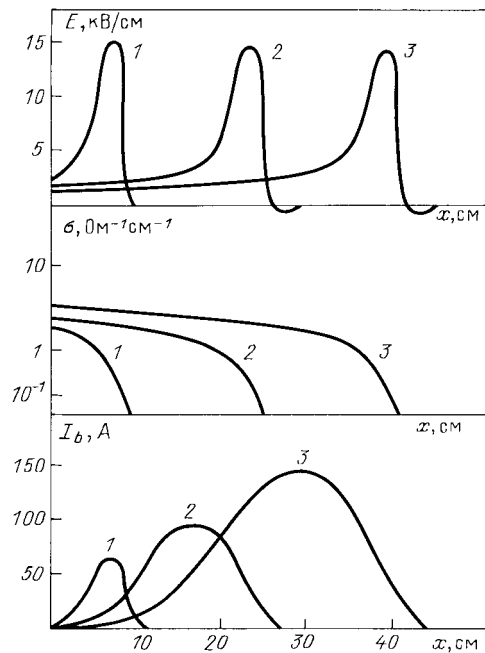


Рис. 19. Распределение электрического поля, проводимости и тока убегающих электронов в моменты времени  $t$  (нс) = 2 (1), 3 (2) и 4 (3) [67]

где  $R = R_0/n_e$ . Такого рода диффузионное уравнение для потенциала было получено авторами [63, 64] в гидродинамическом одномерном приближении с учетом влияния геометрии плазмы — экран при постоянной погонной емкости. Эта модель пригодна при высоких начальных концентрациях электронов  $n_{e0} = 10^8 \text{ см}^{-3}$  и хорошо описывает динамику движения волн ионизации при переходе от тлеющего разряда к дуговому [27].

Модификация моделей [62—64] путем введения индуктивных членов или учет инерционности электронов в уравнениях энергии и движения позволила описывать и более высокие распространения ВВИ, например, возвратный удар в молнии. В некоторых случаях для использования телеграфных уравнений при скоростях существенно меньших скорости света в систему приходится вводить некую фиктивную индуктивность [29, 30], чтобы проследить динамику волн с нарастанием скорости, полученную в эксперименте.

В случае субсветовых скоростей ВВИ, а также при характерных масштабах изменения величин во фронте, сравнимых с поперечными размерами электроразрядного устройства, необходимо учитывать индуктивность и токи смещения [60, 65, 67], т.е. решать уравнения баланса и заряженных частиц совместно с системой телеграфных уравнений и полного тока

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{\partial Li}{\partial t} + E(x, t) &= 0, \\ \frac{\partial i}{\partial x} + C \frac{\partial \varphi}{\partial t} &= 0, \\ i &= \pi r^2 \left( \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} + \sigma E \right), \end{aligned} \quad (13.3)$$

где  $E(x, t)$  — продольное электрическое поле,  $r$  — радиус трубки,  $\sigma$  — проводимость плазмы. Решение этой системы совместно с уравнениями рождения и гибели

заряженных частиц в воздухе при атмосферном давлении для амплитуды напряжения 1 МВ показало [60], что образуется фронт ВВИ, начальная напряженность электрического поля в котором составляла около  $40 \text{ МВ м}^{-1}$ , а начальная скорость  $\approx 10^{10} \text{ см с}^{-1}$ . При движении ВВИ ее амплитуда и скорость уменьшаются. Через 1 м скорость уменьшается на порядок, а через 20—30 см падает еще на два порядка. Это равносильно остановке волны, так как напряженность электрического поля во фронте к этому моменту снижается до величины пробивного значения — 3 МВ/м.

При анализе ВВИ с малыми размерами фронта необходимо учесть, что емкость и индуктивность будут зависеть от параметров ВВИ, что сделано в модели [60], а также принять во внимание наличие во фронте высоких напряженностей электрического поля. Расчеты и модельные приближения [60—64] выполнены в предположении о локальной связи температуры электронов с приведенной напряженностью электрического поля  $E/P$ . В действительности, как следует из экспериментальных данных, в большинстве случаев во фронте ВВИ электрические поля столь велики, что электроны переходят в режим "убегания", и влияние этих высокоэнергетичных электронов может быть определяющим как с точки зрения электродинамики и процессов пробоя во фронте, так и образования свободных электронов перед ним. Поэтому система электродинамических уравнений должна решаться совместно с уравнением Больцмана для функции распределения электронов по энергиям и с учетом выброса части высокоэнергетичных электронов в неионизованный газ перед фронтом, что было сделано в [67]. При записи общего тока в отличие от вышеприведенной был введен член, учитывающий ток пучка высокоэнергетичных электронов  $j_b$ :

$$i = \pi r^2 \left( \sigma E + \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} \right) + j_b. \quad (13.4)$$

Функция распределения по энергиям высокоэнергетичных электронов, формирующаяся под воздействием импульсного электрического поля, упругих и неупругих столкновений с молекулами газа, существенно нестационарна и пространственно неоднородна. Границей раздела электронов на "плазменные" (низкоэнергетичные с хаотическим движением) и "убегающие" (высокоэнергетичные с преимущественным направлением движения) может служить энергия, при которой сечение упругого рассеяния сравнивается с сечением неупругих потерь энергии. Для воздуха и его компонентов эта величина составляет приблизительно  $\approx 100 \text{ эВ}$ . Расчеты были выполнены для условий экспериментов [21] (рис. 3), т.е. для напряжений  $U = -250 \text{ кВ}$ , времен нарастания импульсов 2,5 нс, радиуса трубки 0,2 см, радиуса экрана 2,7 см. Как показали расчеты, механизмы формирования и распространения ВВИ при пробое нейтрального [67] и слабоионизованного [65] газа во многом схожи. Дополнительной особенностью является процесс создания затравочных электронов перед волной потоком убегающих электронов. На рис. 19 представлены результаты расчетов пространственного распределения поля, проводимости и тока убегающих электронов по длине трубки в различные моменты времени при давлении газа 10 торр. Хорошо видно формирование и перемещение области с высокой напряженностью электрического

поля (фронта), а также близкое к равномерному перемещению градиента проводимости в область первоначально нейтрального газа.

На рис. 20 приведена функция распределения электронов по энергиям в те же моменты времени. При  $t = 2$  нс энергия электронов, ускоренных полем вблизи катода, невелика, они не дают еще заметного вклада в ионизацию газа перед фронтом волны, напряженность электрического поля растет на спаде проводимости прикатодной области. С увеличением напряженности электрического поля энергия ускоренных электронов и их вклад в ионизацию газа перед фронтом ВВИ возрастают, а область с высокой напряженностью электрического поля и убегающие электроны смещаются вдоль канала. При  $t = 3$  и 4 нс формируется пучок быстрых электронов и образованный им каскад вторичных электронов перед фронтом волны, причем функция распределения при  $t = 4$  нс по форме такая же, как при  $t = 3$  нс, но в пространственных координатах она смещена вдоль трубки из-за перемещения фронта ВВИ.

Энергетический спектр убегающих электронов достаточно широкий и его верхняя граница превышает величину  $eU_0$ , что было ранее обнаружено экспериментально [42]. Электроны с энергиями выше  $eU_0$  появляются в результате того, что они ускоряются движущимся с высокой скоростью электрическим полем. Максимальную энергию  $\varepsilon_{\max}$ , которую может набрать электрон, можно оценить из уравнения Больцмана в отсутствие столкновений в автомоделном приближении [67] при  $eEl_{\phi}/mc^2 < 1$

$$\beta \left[ \left( \frac{\varepsilon_{\max}}{mc^2} + 1 \right)^2 - 1 \right]^{0.5} \frac{\varepsilon_{\max}}{mc^2} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} - \frac{eEl_{\phi}}{mc^2}, \quad (13.5)$$

где  $l_{\phi}$  — размер фронта,  $\beta = v/c$ ,  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-0.5}$ .

Если скорость движения волны много меньше скорости света  $v/c \ll 1$ ,  $eEl_{\phi} = eU_0$ , то максимальная энергия  $\varepsilon_{\max} = 4eU_0$ , а волна движется с максимальной возможной скоростью  $v = v_{\max}$ , где

$$v_{\max} = \left[ 1 - \left( 1 - \frac{eEl_{\phi}}{mc^2} \right)^2 \right]^{0.5}. \quad (13.6)$$

Вынос электронов из фронта волны начинается с энергии  $\varepsilon = mc^2(\gamma - 1)$ , т.е. поток электронов, обгоняющих фронт, определяется не только величиной электрического поля, но и скоростью ВВИ. При высоких скоростях, как на рис. 3 [21], большая часть электронов не может обогнать фронт. Наличие убегающих электронов способствует установлению стационарной скорости движения фронта, так как при уменьшении скорости ВВИ увеличивается вынос из фронта "убегающих" электронов, что в свою очередь приводит к увеличению скорости ВВИ. В результате этих процессов устанавливаются стационарный поток электронов из фронта и стационарная скорость фронта ВВИ.

Из расчетов следует, что ток убегающих электронов перед фронтом волны превосходит плазменный ток и ток смещения, причем поля, возбуждаемые убегающими электронами, аналогичны полям, возбуждаемым при инъекции в плазму пучка электронов. На рис. 21 показаны распределение электрического поля, плазменного и полного токов и тока убегающих электронов в области фронта ВВИ при  $U_0 = 250$  кВ через время  $t = 4$  нс. В

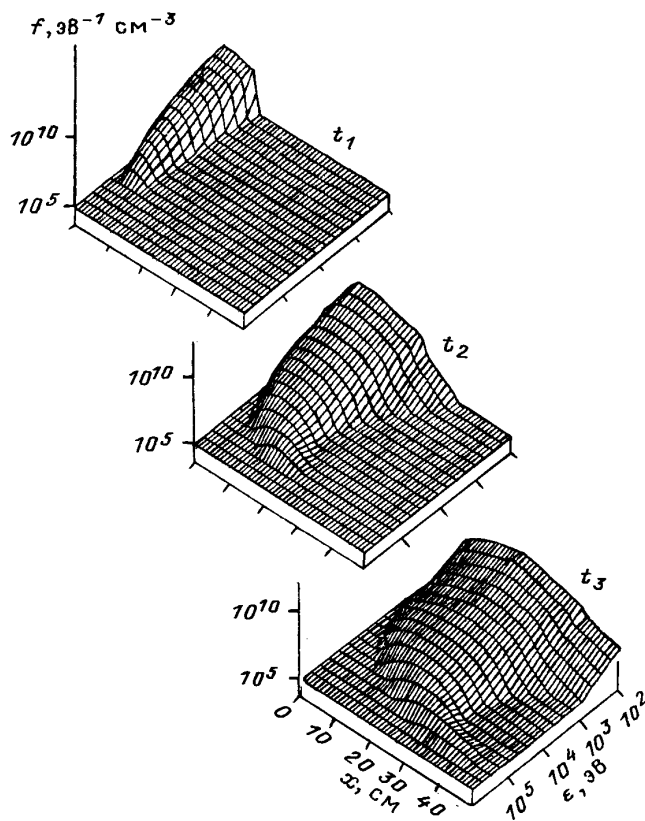


Рис. 20. Функция распределения убегающих электронов по энергиям при  $t_1 = 2$  нс,  $t_2 = 3$  нс и  $t_3 = 4$  нс [67]

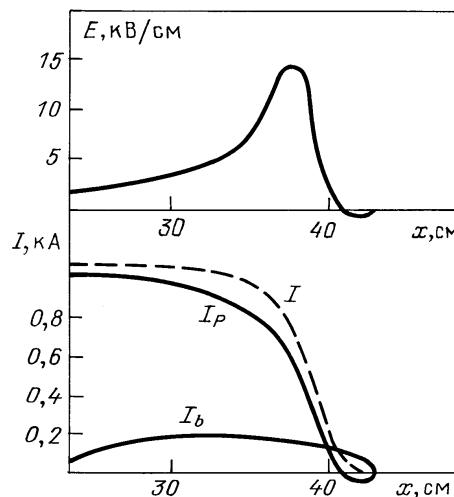


Рис. 21. Распределение электрического поля, плазменного ( $I_p$ ), полного ( $I$ ) токов и тока убегающих электронов ( $I_b$ ) при  $t = 4$  нс [67]

области с противоположным направлением электрического поля происходит торможение быстрых электронов и передача их энергии полю. Полный ток растет монотонно по всей длине ВВИ.

Численный расчет показал хорошее согласие с экспериментальными значениями скорости, тока и затухания в зависимости от давления воздуха. Ток высокоэнергетичных электронов уменьшается с ростом давления, но присутствует во всей области эксперимента и по расчетам составляет  $\approx 50$  А при давлении  $\approx 400$  торр. Поскольку с ростом давления увеличивается скорость ионизации

ции газа высокоэнергетичными электронами, то их влияние на создание начальной проводимости канала имеет место для всего представленного диапазона давлений. Следует отметить, что расчет движения ВВИ по предварительно созданному плазменному каналу [65] также позволил получить немонотонные зависимости тока, скорости и затухания от давления газа. Это свидетельствует, по мнению авторов [67], что основными процессами, определяющими свойства ВВИ, являются ионизация во фронте и диффузия потенциала по проводящему каналу.

Модель ВВИ в свободном пространстве при движении ВВИ вдоль ионизованного лазером канала с равномерной и импульсно-периодической плотностью электронов вдоль канала [57] предсказывает остановку и повторный старт ВВИ и согласуется с экспериментами по направляемым разрядам.

При малых плотностях газа, когда ток убегающих электронов сравним с плазменным током, возможно появление пучково-плазменных неустойчивостей. Особенно это явление может проявиться при заполнении пространства между разрядной трубкой и экраном жидкими диэлектриками с большим значением диэлектрической проницаемости (вода), поскольку в этом случае скорость фронта ВВИ существенно меньше и поэтому ток убегающих электронов в широком диапазоне превышает или соизмерим с плазменным током. Представляет также особый интерес рассмотрение волны положительной полярности, в которой поток убегающих электронов направлен в плазменный столб за фронтом с высокой концентрацией электронов. Вопросы возникновения разного рода колебаний, влияния убегающих электронов на свойства ВВИ при положительной полярности, влияния на скорость диэлектрического заполнения могут быть решены при дальнейшем развитии рассмотренных выше теоретических моделей. К сожалению, в большинстве имеющихся моделей сравнение с экспериментом возможно лишь после проведения численных расчетов, что не позволяет определить и предсказать зависимость свойств ВВИ от параметров разрядного устройства и импульса или от свойств рабочего газа.

Итак, имеющиеся экспериментальные и теоретические результаты позволяют кратко изложить основные свойства ВВИ следующим образом.

При поступлении на электрод высоковольтного импульса напряжения начинается поляризация плазмы вблизи электрода и происходит экранировка электрического поля. Фронт импульса должен быть достаточно короткий, чтобы образовавшаяся область избыточного заряда не была нейтрализована за счет движения ионов или за счет диффузии поля по имеющейся в промежутке плазмы с низкой концентрацией электронов. В сильном поле избыточного заряда идет интенсивная ионизация, в результате которой потенциал электрода выносится в глубь промежутка и начинается движение волны. Время задержки старта ВВИ в случае предварительно ионизованного промежутка в основном будет определяться временем поляризации плазмы.

При отсутствии начальной ионизации время задержки старта ВВИ определяется приэлектродными процессами. Для относительно невысокой амплитуды импульсов отрицательной полярности (3—30 кВ) необходимая величина эмиссии обеспечивается лишь после

загорания катодного пятна, для чего может понадобиться время десятки и сотни наносекунд. При повышении амплитуды до 100 кВ и выше катодное пятно возникает практически сразу, например, из-за взрывной эмиссии электронов. Задержка старта ВВИ в этом случае связана с образованием объемного нескомпенсированного заряда вследствие большого эмиссионного тока и недостаточной скорости ионизации газа высокоэнергетичными электронами, что через некоторое время приводит к запиранию электронного тока. Для образования плазмы и выноса потенциала необходимо нейтрализовать этот объемный заряд за счет ионизации и ухода вторичных электронов. Время на его нейтрализацию и определяет время задержки старта, которое близко к нулю при оптимальных и высоких давлениях газа и растет с уменьшением давления.

При распространении ВВИ по разрядному промежутку ее скорость определяется временем наработки плазмы во фронте волны до величины, достаточной для ее поляризации и выноса потенциала, и временем диффузии потенциала в область фронта. В свою очередь время наработки плазмы зависит от начальной концентрации электронов перед фронтом и от величины приведенной напряженности электрического поля  $E/P$ . Наиболее благоприятной для распространения ВВИ является область давлений, соответствующая порогу генерации "убегающих" электронов  $(E/P)_{\text{ст}}$  для данной величины амплитуды электрического импульса. В этом случае возникающие высокоэнергетичные электроны производят достаточную предионизацию газа перед фронтом ВВИ, а скорость наработки плазмы во фронте максимальна. Время набора родившимися электронами энергии, достаточной для ионизации, минимально, поскольку режим набора скорости и энергии близок к режиму свободного ускорения электрона в поле. Это позволяет всем электронам за время воздействия электрического поля активно участвовать в ионизации. Предельная скорость ВВИ определяется скоростью подвода электромагнитной энергии к фронту по линии с комбинированным диэлектриком, а в случае  $\varepsilon \sim 1$  — энергией убегающих электронов.

При понижении давления растет величина  $E/P$  и увеличивается количество высокоэнергетичных электронов во фронте. С другой стороны понижение плотности газа приводит к снижению частоты ионизации, поскольку скорость электронов меняется незначительно, что в итоге приводит к уменьшению скорости ВВИ. Дальнейшее понижение плотности газа приводит сначала к уменьшению предионизации перед фронтом, а затем к образованию объемного заряда перед фронтом ВВИ и запиранию тока высокоэнергетичных электронов до тех пор, пока не произойдет зарядовая нейтрализация. Скорость ВВИ при этом уменьшится, а затухание возрастет.

При высоких давлениях высокоэнергетичные электроны во фронте отсутствуют и начальная концентрация электронов создается только за счет фотопроцессов, что наряду с уменьшением скорости ионизации в слабых полях приводит к снижению скорости ВВИ.

В случае положительной полярности импульса напряжения высокоэнергетичные электроны, возникающие во фронте ВВИ, распространяются в направлении, противоположном движению фронта ВВИ, т.е. через плазменный столб, поэтому произвести начальную ионизацию

перед фронтом они не могут. Начальные электроны создаются за счет фотопроцессов, поэтому характеристики ВВИ разной полярности при высоких давлениях совпадают. Эффективность фотопроцессов с понижением давления резко понижается, поэтому максимальная скорость ВВИ при положительной полярности импульса достигается при более высоких давлениях, чем при отрицательной полярности. Величина этой максимальной скорости будет меньше из-за меньшей величины  $E/P$  в области фронта и, следовательно, — из-за меньшей частоты ионизации.

В области оптимальных давлений за фронтом ВВИ остается столб плазмы с высокой проводимостью, поэтому падение напряжения за фронтом незначительно, что позволяет ВВИ распространяться без уменьшения скорости. Диссипация энергии за фронтом мала по сравнению с диссипацией энергии во фронте. Фронт ВВИ является движущимся зеркалом для догоняющего его электромагнитного импульса, поэтому ВВИ может создать столб плазмы, длина которого больше произведения скорости света на длительность импульса.

Таким образом, на основании изложенного выше, ВВИ является новым мощным импульсным источником неравновесной плазмы, параметры которой позволяют реализовать ряд многообещающих научных и технических приложений.

#### 14. Физические и технологические применения ВВИ

Перспективность применения ВВИ определяется в первую очередь ее такими уникальными свойствами, как субсветовая скорость заполнения разрядного промежутка высокоионизованной плазмой и наличие во фронте волны сильных электрических полей и высокоэнергетичных электронов, что позволяет осуществить ионизацию и возбуждение газа без его заметного разогрева, т.е. направить основной поток энергии импульса по каналу неупругих потерь. Эти свойства позволяют рассматривать ВВИ как новый мощный источник неравновесной плазмы и мощного импульсного излучения. Особо следует отметить, что наличие на фронте пучка высокоэнергетичных электронов фактически дает возможность использовать ее в системах, где одновременно используются пучок и электрический разряд, а также для создания сильно неравновесной плазмы.

Многообещающей областью применения ВВИ может быть создание электрофизических устройств, например, коммутаторов, формирователей и обострителей импульсов. Поскольку длительность фронта ВВИ в области оптимальных давлений может быть существенно меньше, чем длительность фронта подаваемого на электрод высоковольтного импульса, то после прохождения импульса через разрядную трубку его фронт станет короче, т.е. произойдет "обострение" фронта. Например, с помощью ВВИ исходные импульсы напряжения (обеих полярностей) с амплитудой 150—700 кВ и фронтом 8—9 нс были "обострены" до 1—1,5 нс и переданы в другую коаксиальную линию [14, 32]. Длительность фронта импульса в линии нагрузки была больше, чем длительность фронта ВВИ, что, по-видимому, связано с отражением ВВИ от второго электрода и переходными процессами из-за несогласованности волнового сопротивления линии нагрузки и эффективного

внутреннего сопротивления фронта ВВИ. Подбирая давление газа, размеры разрядного устройства и амплитуду импульсов, можно в линии нагрузки (или на активном сопротивлении) сформировать короткий колоколообразный импульс, фактически являющийся импульсом токов смещения во фронте ВВИ, если сопротивление плазмы за фронтом достаточно велико и поэтому плазменный ток мал. На этом принципе был создан формирователь коротких импульсов длительностью 1,5 нс и амплитудой 1,5 кВ [33, 68] для затворных пластин электронно-оптического преобразователя.

После прохождения ВВИ через разрядную трубку проводимость плазменного столба может быть столь велика, что высоковольтный импульс проходит через трубку практически без затухания, что важно при создании коммутаторов [13, 14, 41]. Высокая проводимость созданной плазмы дает возможность использования ВВИ для быстрого создания плазменных антенн, как это пытались сделать с помощью направляемых лазером разрядов [69], или для импульсно-периодического изменения (или модуляции) электродинамических характеристик пространства, излучающих или принимающих радиоустройств.

При больших амплитудах ВВИ 100—200 кВ и высокой плотности тока в трубке, создаваемая за фронтом ВВИ концентрация заряженных частиц может быть столь велика, что благодаря незначительному нагреву газа после прохождения ВВИ была получена неидеальная плазма [70], т.е. плазма, в которой кулоновская энергия взаимодействия заряженных частиц сопоставима с их тепловой энергией.

Использование ВВИ для возбуждения газа наиболее перспективно в системах с короткими временами жизни, лежащими в наносекундном диапазоне. С этой точки зрения наиболее естественными являются попытки накачки ВВИ лазеров на самоограниченных переходах и на эксимерных смесях. В настоящее время эти лазеры работают, как правило, по схеме с накачкой поперечным электрическим разрядом, поскольку эффективность накачки продольным разрядом существенно ниже. Это связано с тем, что даже при повышении амплитуды напряжения до 30—100 кВ средняя напряженность электрического поля в разрядном объеме будет намного ниже, чем в схеме с поперечным разрядом, а поскольку частоты ионизации и возбуждения газа экспоненциально зависят от  $E/P$ , то и накачка оказывается менее эффективной. С другой стороны, для многих технических и научных применений качество лазерного луча при поперечной накачке оказывается недостаточным и приходится использовать лазеры с продольным возбуждением, несмотря на их малую мощность и эффективность генерации.

Накачка азотного лазера ВВИ при напряжении импульсов 120—300 кВ [17, 23, 34] позволила получить пиковую мощность 450 кВт при таком же удельном съеме мощности, как и в поперечных разрядах — 30—40 кВт см<sup>-3</sup>. Такие параметры были получены для лазерного излучения в режиме сверхсветимости (без зеркал), причем генерация начиналась после прохода ВВИ 5—10 см по трубке. Накачка ВВИ была столь интенсивной, что за ВВИ следовала волна лазерного излучения [23], фазовая скорость движения которой вдоль трубки была такой же, как и скорость ВВИ  $\cong 5 \cdot 10^9$  см с<sup>-1</sup> и совпадала с направлением движения как первичной ВВИ, идущей от высоковольтного электрода к заземленному, так и с

отраженной ВВИ, движущейся в противоположном направлении. Лазерные фотоны при этом распространяются в одну сторону, а именно, в сторону заземленного электрода. Поскольку ВВИ возбуждают все новые участки газа, то при таком способе накачки можно получить длительность лазерного импульса больше, чем радиационное время жизни верхнего лазерного уровня молекул азота, составляющее около 40 нс. Импульс лазерного излучения в случае возбуждения газа несколькими ВВИ состоит из нескольких пиков, расстояние между которыми определяется длиной трубки и скоростью ВВИ. Этим способом можно получить несколько высокостабильных импульсов лазерного излучения с заданными временными интервалами между ними, которые можно использовать в диагностических целях или для калибровки приемников излучения.

Ввиду высокой стабильности параметров ВВИ, которая отмечалась в большинстве работ с предионизацией [12, 13], ее можно использовать в качестве высокостабильного источника наносекундных импульсов излучения или серии импульсов излучения с заданными временами задержки между ними.

Если во фронте ВВИ образуется поток убегающих высокоэнергетичных электронов, то, создавая в электро-разрядном устройстве окна для вывода рентгеновского излучения, получим источник наносекундных рентгеновских импульсов с заданными временными интервалами между ними [71]. Генерация серии таких импульсов излучения основана на движении фронта ВВИ, который является источником излучения, и отборе излучения из разных точек на пути следования фронта.

Поскольку во фронте реализуются высокие значения электрического поля, то с помощью ВВИ можно создавать мощные источники излучения, в том числе в ультрафиолетовой области, так как для этого необходимо возбуждать высоколежащие уровни атомов или молекул. Увеличивая частоту следования импульсов высокого напряжения, можно увеличить и среднюю мощность источника излучения. Так, например, возбуждение ВВИ лампы, наполненной смесью паров ртути и инертного газа [72], позволило получить среднюю мощность ультрафиолетового бактерицидного излучения  $\lambda = 253,7$  нм, необходимого для дезинфекции воды, такую же, как у дуговых ламп высокого давления. Дальнейшие продвижения, видимо, будут идти в сторону увеличения напряжения и мощности ВВИ. Что же касается практического использования ВВИ в весьма актуальных областях создания мощных источников бактерицидного ультрафиолета и генерирования озона, то они на сегодня сдерживаются отсутствием генераторов высоковольтных наносекундных импульсов с амплитудой 20—50 кВ, частотой повторения 1—2 кГц, средней мощностью 1—3 кВт и высоким ресурсом непрерывной работы.

Наличие во фронте ВВИ сильного электрического поля, а также высокоэнергетичных электронов позволяет использовать ее как средство диссоциации, например, водорода [73], фтора [70] или азота, получения озона или проведения плазмохимических реакций, идущих через высоковозбужденные состояния, например, реакции получения нитридов фосфора. Эти возможности пока были использованы только в научных исследованиях для изучения быстропотекающих процессов или реакций [70, 73—75]. Как известно, диссоциация молекул

фтора необходима для быстрого инициирования химических лазеров. ВВИ является идеальным инструментом для этого, так как позволяет получить диссоциацию не только в большом объеме, но и при низкой цене образования атома фтора [70].

Использование ВВИ для исследования быстропотекающих процессов и реакций в плазме может быть альтернативным методу возбуждения газа или инициирования химических реакций электронным пучком, который теряет свои достоинства моноэнергетичности и однородного возбуждения газа по объему при повышении давления. ВВИ дает возможность исследования процессов при условиях, приближающихся к рабочим режимам в различных устройствах, например, лазерах. Таким способом были исследованы эффективные времена жизни лазерных уровней в молекуле азота и их тушение молекулами азота и кислорода [74] и передача возбуждения и разрушения уровней  $3^1D$  и  $3^1P$  в гелии [75]. Применения ВВИ для исследований быстропотекающих элементарных процессов в газах и плазме сегодня выглядит весьма перспективно, учитывая прогресс в измерительной наносекундной технике и генераторах высоковольтных наносекундных импульсов.

Другой стороной использования ВВИ в научных исследованиях является диагностика. Одним из примеров может быть визуализация высокоскоростных газовых потоков или ударных волн, или, как предложено в [76], с помощью ВВИ создавать плазменные пробки на пути следования ударной волны.

Даже столь конспективное перечисление возможных областей применения ВВИ позволяет получить представление о ее широких возможностях во многих областях импульсной техники в качестве нового мощного инструмента для научных исследований, для создания перспективных источников ультрафиолета или другого излучения, получения радикалов и озона, создания плазмохимических реакторов, для решения актуальных экологических задач.

## Список литературы

1. Thomson J.J. *Researches in Electricity and Magnetism* (Oxford: Clarendon, 1893), p. 115.
2. Snoddy L.M., Dietrich J.R., Beams J.W. *Phys. Rev.* **52**, 739 (1937).
3. Mitchel A., Snoddy L.B. *Phys. Rev.* **72**, 1202 (1947).
4. Schonland B.F.J., Malan D.J., Collens H. *Proc. Roy. Soc. (London)* **A 152**, 595 (1935).
5. Юман М. *Молния* (М.: Мир, 1972).
6. Стекольников И.С. *Природа длинной искры* (М.: Изд-во АН СССР, 1962).
7. Suzuki T. *J. Appl. Phys.* **42**, 3766 (1971); **44**, 4534 (1973).
8. Westberg R.G. *Phys. Rev.* **114**, 1 (1959).
9. Loeb L.B. *Science* **148**, 1417 (1965).
10. Fowler R.G. *Advan. Electron. and Electron. Phys.* **35**, 1 (1974); **41**, 1 (1976).
11. Winn W.P. *J. Appl. Phys.* **38**, 783 (1967).
12. Асиновский Э.И., Василяк Л.М., Марковец В.В. *ТВТ* **21**, 371, 577 (1983).
13. Асиновский Э.И., Марковец В.В., Самойлов И.С. *ТВТ* **19**, 587 (1981).
14. Василяк Л.М., Дойников В.А. *Влияние высокоэнергетичных электронов на динамику высоковольтных волн ионизации в газах*. Препринт ИВТАН № 1-324 (М.: ИВТАН, 1991).
15. Asinovskiy E.I., Markovets V.V., Samoilov I.S., Ulianov A.M. In *Proc. XV ICPIG* (Minsk, 1981), v. 2, p. 961.
16. Абрамов А.Г., Асиновский Э.И., Василяк Л.М. *Физ. плазмы* **14**, 979 (1988).

17. Токунов Ю.М., Асиновский Э.И., Василяк Л.М. *ТБТ* **19**, 491 (1981).
18. Василяк Л.М., Дойников В.А., Нестеркин О.П. *Приб. и техн. экспер.* (6), 104 (1988).
19. Месяц Г.А., Шпак В.Г. *Приб. и техн. экспер.* (6), 5 (1978).
20. Асиновский Э.И., Василяк Л.М., Кириллин А.В., Марковец В.В. *ТБТ* **13**, 40, 195 (1975).
21. Асиновский Э.И., Василяк Л.М., Марковец В.В., Токунов Ю.М. *ДАН СССР* **263**, 1364 (1982).
22. McGehee F.M. *Virginia J.Sci.* **6**, 39 (1955).
23. Абрамов А.Г., Асиновский Э., Василяк Л.М. *Квант. электроника* **10**, 1824 (1983).
24. Костюченко С.В., Маценко А.Б. В кн. *Элементарные процессы в химически реагирующих средах*. Междунед. сб. (М.: МФТИ, 1983), с. 31.
25. Асиновский Э.И., Костюченко С.В., Марковец В.В., Маценко А.Б. *Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук* **4**, 3 (1985).
26. Батенин В.М., Василяк Л.М., Дойников В.А. *Физ. плазмы* **17**, 664 (1991).
27. Suzuki T. *J. Appl. Phys.* **48**, 5001 (1977).
28. Asinovsky E.I., Kirillin A.V., Markovets V.V., Vasiljak L.M. In *VII Intern. Symposium on Discharges and Electrical Insulation on Vacuum* (Novosibirsk, 1976), p. 336.
29. Anderson H.E.B. *Physica Scripta* **4**, 215 (1971).
30. Anderson H.E.B., Tobin R.C. *Physica Scripta* **9**, 7 (1974).
31. Асиновский Э.И., Марковец В.В., Самойлов И.С. *Формирование ударной волны градиента потенциала при пробое разрядного промежутка*. Препринт ИВТАН № 6-067 (М.: ИВТАН, 1981).
32. Василяк Л.М., Дойников В.А. *VI конференция по физике газового разряда*. Тезисы докладов (Казань: КАИ, 1992), ч. 1, с. 80.
33. Асиновский Э.И., Марковец В.В., Ульянов Т.В. *ТБТ* **22**, 667 (1984).
34. Абрамов А.Г., Асиновский А.И., Василяк Л.М. *ТБТ* **23**, 177 (1985).
35. Асиновский Э.И., Марковец В.В., Самойлов И.С. *VI Всесоюзная конференция по физике низкотемпературной плазмы*. Тезисы докладов (Ленинград, 1983), т. 1, с. 372.
36. Басов А.А., Катаев И.Г., Колчин Д.П. *Радиотехн. и электроника* **28**, 2206 (1983).
37. Катаев И.Г. *Ударные электромагнитные волны* (М.: Сов. радио, 1963).
38. Павловский А.И., Бабич Л.П., Лойко Т.В., Тарасова Л.В. *ДАН СССР* **281**, 1359 (1985).
39. Бабич Л.П., Лойко Т.В., Тарасова Л.В. *ЖТФ* **48**, 1617 (1978).
40. Дашук П.Н., Кулаков С.Л. *Письма ЖТФ* **7**, 1315 (1981).
41. Асиновский Э.И., Марковец В.В., Поляков Д.Н., Ульянов А.М., Филогин И.В. *ТБТ* **23**, 606 (1985).
42. Амиров Р.Х., Асиновский Э.И., Марковец В.В., Панфилов А.С., Филогин И.В. *Генерация и поддержание ионизации при волновом пробое длинных разрядных трубок*. Препринт ИВТАН № 3-183 (М.: ИВТАН, 1986).
43. Vasilyak L.M., Doynikov V.A. In *XX Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases*. Contributed Papers (Pisa, Italy, 1991), v. 3, p. 961.
44. Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Куркин Г.А., Филогин И.В. *ДАН СССР* **320**, 1101 (1991).
45. Arutyunyan S.G., Bogdankevich O.V., Bondar Iu.F. et al. *Plasma Phys.* **25**, 11 (1983).
46. Демура А.В., Недосеев Г.Л., Русанов В.Д., Карасев Ю.В. *Письма ЖТФ* **8**, 1434 (1982).
47. Лагарьков А.Н., Руткевич И.М. *ТБТ* **21**, 433 (1983).
48. Руденко Н.С., Сметанин В.И. *ЖТФ* **44**, 2602 (1974).
49. Недоспасов А.В., Новик А.Е. *ЖТФ* **30**, 1329 (1960).
50. Асиновский Э.И., Марковец В.В., Самойлов И.С. *IX Всесоюзная конференция по генераторам низкотемпературной плазмы*. Тезисы докладов (Фрунзе, 1983), с. 184.
51. Filiouguine I.V., Kostiotchenko S.V., Koudriavtsev N.N. et al. In *IX Intern. Symposium on Gas Flow and Chemical Lasers* (Heraklion, Crete, Greece, 1992); *Proc. SPIE* **1810**, 185 (1993).
52. Токунов Ю.М., Асиновский Э.И., Василяк Л.М. *ТБТ* **19**, 491 (1981).
53. Дашук П.Н., Кулаков С.Л. *Письма ЖТФ* **5**, 69 (1979); **7**, 1307 (1981).
54. Асиновский Э.И., Василяк Л.М., Нестеркин О.П. *Письма ЖТФ* **13**, 249 (1987); **14**, 41 (1988).
55. Василяк Л.М., Унковский С.Ю. *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **55**, 1414 (1991).
56. Vasilyak L.M., Vetchinin S.P., Polyakov D.N. In *XX Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases*. Contributed Papers (Pisa, Italy, 1991), v. 3, p. 773.
57. Мелешко В.П., Швейгерт В.А. *Физ. плазмы* **16**, 351 (1990).
58. Асиновский Э.И., Василяк Л.М., Нестеркин О.П. *IV Всесоюзная конференция "Физика газового разряда"*. Тезисы докладов (Махачкала, ДагГУ, 1988), ч. 2, с. 13.
59. Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. *Теория искры* (М.: Атомиздат, 1975).
60. Голубев А.И., Ивановский А.В., Соловьев А.А., Терехин В.А., Шорин И.Т. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. "Теоретическая и прикладная физика"* (2), 17 (1985).
61. Лагарьков А.Н., Руткевич И.М. *Волны электрического пробоя в ограниченной плазме* (М.: Наука, 1989).
62. Лагарьков А.Н., Руткевич И.М. *ДАН СССР* **249**, 593 (1979).
63. Синкевич О.А., Трофимов Ю.В. *ДАН СССР* **249**, 597 (1979).
64. Синкевич О.А., Трофимов Ю.В. *ТБТ* **18**, 1097 (1980).
65. Славин Б.Б., Сопин П.И. *ТБТ* **28**, 243 (1990).
66. Galimberty J. In *XIV Conference Intern. sur les Phenomenes d'Ionization dans les Gas. J. de Phys. Col. C7*. Suppl. **7** **40**, 193 (1979).
67. Славин Б.Б., Сопин П.И. *ТБТ* **30**, 1 (1992).
68. Асиновский Э.И., Марковец В.В., Самойлов И.С., Ульянов А.М. *Приб. и техн. экспер.* (5), 113 (1984).
69. Dwyer T.J., Greig J.R., Murphy D.P., Perin J.M., Pechacek R.E., Raleigh M. *IEEE Trans. Anten. and Prop.* **AP-32** **2**, 141 (1984).
70. Амиров Р.Х., Асиновский Э.И., Костюченко С.В., Марковец В.В. *ТБТ* **25**, 793 (1987).
71. Асиновский Э.И., Марковец В.В., Панфилов А.С., Поляков Д.Н., Филогин И.В. *Авторское свидетельство СССР № 1303009*. Приоритет от 1 июля 1985 г.
72. Filiouguine I.V., Kostiotchenko S.V., Koudriavtsev N.N., Yaki-menko A.V. In *Proc. OPTOLEC's II Congress* (Madrid, España, 1992).
73. Асиновский Э.И., Амиров Р.Х., Василяк Л.М., Марковец В.В. *ТБТ* **17**, 912 (1979).
74. Асиновский Э.И., Василяк Л.М., Токунов Ю.М. *ТБТ* **17**, 858 (1979).
75. Асиновский Э.И., Василяк Л.М., Кириллин А.В., Марковец В.В. *ТБТ* **18**, 868 (1980).
76. Аляпин А.А., Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Филогин И.В. *ТБТ* **29**, 1211 (1991).

**HIGH-SPEED IONIZATION WAVES AT AN ELECTRIC BREAK DOWN****L.M. Vasilyak, S.V. Kostiouchenko, N.N. Koudriavtsev, I.V. Filiouguine***Moscow Institute of Physics and Technology**9, Institutskii Pereulok, 141700, Dolgoprudnyi, Moscow Region, Russian Federation**Tel. (095) 408-5666, (095) 408-8455. Fax (095) 576-5077**E-mail: koud@impulse.msk.su*

This review of the high-speed breakdown ionization waves is based on the recent theoretical and experimental investigations of the gas breakdown by high voltage pulse with nanosecond rise time. The governed parameters of these breakdown ionization waves are summarized and analyzed. The attention is mainly focused on the breakdown ionization waves with extremely high propagation velocities belong to the sublight range:  $10^9 - 2 \cdot 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$ , that released at the amplitude of applied voltage pulses of 20–300 kV. At gas pressures less than hundred torrs the reduced electric field strength in the front of the breakdown ionization wave is too high, that this region becomes an intensive movable source of the high energy electrons with typical current exceeds several kA. These high energy electrons propagate with the velocity more than that of the breakdown ionization waves and provide initial ionization before it. At pressures less than several torrs these electrons play a key role in the breakdown ionization wave propagation. At high pressure above 200 torrs the radiation from the breakdown ionization wave front has a key role at gas preionization. A high speed fulfillment of the gas gap by strongly excited non equilibrium cold plasma released at the breakdown ionization wave propagation, high electric field strength in its front, high currents of generated energetic electrons etc. are interesting from physical point of view and provide the remarkable opportunities for various scientific and technological applications.

Bibliography — 76 references

*Received 1 October 1993, revised 1 December 1993*