

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ПЛОТНЫХ ГАЗАХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НАНОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ ВЫСОКОГО НАПРЯЖЕНИЯ

КУРБАНОВ Э.Д., КУЖЕКИН И.П., ГАШИМОВ А.М., БОНДЯКОВ А.С.

*Московский энергетический институт (технический университет),
Институт Физики НАН Азербайджана,*

Настоящая статья посвящена разрядным процессам в плотных газах и твердых диэлектриках при воздействии на разрядный промежуток высоковольтных наносекундных импульсов высокого напряжения. Рассмотрены локальный и нелокальный критерии убегания электронов в газах и формирование в газовом промежутке мощных субнаносекундных электронных пучков. Анализируются случаи перехода диффузного объемного разряда в контрагированный разряд при различных конфигурациях электродов и расстояниях между ними

ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия уделяется внимание развитию импульсной техники высокого напряжения для реализации проблем, как исследовательского характера, так и прикладного. Наблюдается интерес не только к микросекундным импульсам высокого напряжения, но и к наносекундным. Нано- и субнаносекундные импульсы пиковой мощностью от мегаватт до тераватт используются в ряде областей современной техники, таких как релятивистская СВЧ-электроника, сверхширокополосная радиолокация, получение мощного электромагнитного импульса, обеспечение электромагнитной совместимости сложных систем, подземная радиолокация, получение электронных пучков и т.д. [1] Мощные электронные пучки используются в целом ряде направлений современной экспериментальной физики, например, в области управляемых термоядерных реакций и в других крупномасштабных физических экспериментах.

Процесс развития наносекундного импульсного разряда в газах сопровождается нарушением функции распределения электронов по энергиям и появлением электронов с энергией порядка 10^4 эВ, способных не только ионизовать нейтральные атомы, но и вызывать рентгеновское и ультрафиолетовое излучения. Приобретение электронами указанной энергии (убегание электронов) в плазме предсказано давно [2], были проведены численные расчеты [3,4], и аналитическое рассмотрение для слабых полей [5]. Это явление имеет существенное значение для диагностики и энергобаланса примесей в плазме токамаков [6].

В данной статье рассматриваются механизмы развития лавинно-стримерного перехода в плотных газах (до 5 атм.), влияние конфигурации электродов и расстояния между ними на характер излучения импульсного разряда при больших коэффициентах перенапряжения.

ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ В ПЛОТНЫХ ГАЗАХ.

Появление таких электронов в газах приобретает особую актуальность в связи с получением электронных пучков субнаносекундной длительностью с рекордно большой амплитудой тока [7].

Пространственная структура свечения газового промежутка в процессе импульсного разряда определяется такими факторами, как геометрия электродов, величина межэлектродного расстояния, давление и род газа, индуктивный и емкостные параметры генератора, напряжение пробоя разрядника-обострителя [8].

Несмотря на быстрый рост числа экспериментальных исследований, и технических применений [9] наносекундных газовых разрядов, переход к новому временному масштабу не повлек за собой соответствующего пересмотра фундаментальных положений классических моделей пробоя, разработанных для условий, близких к статическим [9], хотя еще в работе [10] определены качественно новые черты газовых разрядов в наносекундном диапазоне времени.

Модели электрического пробоя плотных газов, отличаясь во многом друг от друга, иногда радикально, тем не менее, имеют общую принципиальную черту: они являются локальными в том смысле, что в данной точке пространства времени (r, t) среднестатистические величины, такие, как энергия электронов - ε , скорость направленного движения - v -, коэффициент ионизации Таунсенда - α определяются локальным полем в той же точке $E(r, t) = E_0 + E_p(r, t)$, где E_0 и $E_p = E_{p+} + E_{p-}$ - напряженность внешнего поля и поля пространственных зарядов.

К локальным относятся модель лавинных генераций Таунсенда с участием γ -процессов на катоде и различные модификации однолавиной стримерной модели, которая привлекается для описания пробоя плотных газов на правой ветви кривой Пашена ($pd \gg (pd)_{min}$) в случаях, когда пространственный $Z_{кр}$ и временной $t_{кр}$ масштабы развития лавины до критических размеров удовлетворяют соотношениям:

$$Z_{кр} = \alpha^{-1} \cdot \ln N_e^{kp} \leq d \quad (1)$$

$$t_{кр} \leq \frac{d}{v_-} \quad (2)$$

где N_e^{kp} - число электронов в критической лавине, d - межэлектродное расстояние.

В классической стримерной модели можно выделить три основных положения: усиление поля на фронтах электронных лавин и стримеров вследствие их поляризации ($E_f = E_0 + E_p$); предионизации газа перед фронтами фотонами; в механизме пробоя определяющими являются процессы ионизации в объеме газа, а эмиссия с катода несущественна. В результате усиления поля энергия электронов становится гораздо больше величины ($\varepsilon(E_0)$), равновесной напряженности внешнего поля E_0 , благодаря чему интенсифицируются процессы ионизации. Объемная фотоионизация призвана объяснить большие скорости распространения стримеров ($\gg v_-(E_0)$) и принципиально необходима для распространения катодонаправленного стримера. Дискуссионным остается вопрос о природе излучения, инициирующего вторичный центры ионизации вне объема первичной лавины [11,12]. В этой статье рассматриваются все эти вопросы.

При больших межэлектродных расстояниях даже для очень сильных полей, когда напряженность поля превышает критическое значение справедлив таунсендовский механизм ионизации с участием γ -процессов на катоде и образованием стримеров, с помощью которых описываются ионизационные процессы в газах, которые соответствуют правой ветви кривой Пашена ($pd \gg (pd)_{min}$).

При этом для определения средней энергии E^* , надо учитывать изменение числа электронов при $E > E_{кр}$, как показано в приведенной ниже формуле:

$$\frac{d(N_e E^*)}{dx} = eEN_e - F(E^*)N_e \quad (3)$$

$$\frac{dN_e}{dx} = \alpha_i \cdot N_e \quad (4)$$

$$\frac{dE^*}{dx} = eE - F(E^*) - \alpha_i E^* \quad (5)$$

где α_i - коэффициент ударной ионизации, E^* - средняя энергия электронов.

Из формулы (5) видно, что даже при полном пренебрежении торможением электронов о газ $F(E^*) = 0$, средняя энергия электронов ограничена

$$E^* < E_{\max}^* = \frac{eE}{\alpha} \quad (6)$$

При достаточно больших перенапряжениях ($\Delta \gg 1$) развитие всего газоразрядного процесса отличается от классических форм разрядов в газах.

В сильно перенапряженных промежутках лавинно-стримерный переход осуществляется на пути $z_{\text{кр}} \sim 100$ мкм. В результате формируется плазменное облако с большой проводимостью. Находясь в сильном электрическом поле, облако поляризуется. Далее, ионизация развивается за счет электронов, вырывающихся из облака и ускоряющихся в зоне действия пространственного заряда. Часть этих электронов обладают очень высокой энергией, сравнимой с полной кинетической энергией $eU = eEd$ и непрерывно ускоряются до анода. Эти электроны эффективно излучают тормозные кванты, ионизирующие газ во всем межэлектродном пространстве и выбивающие электроны с электродов. В результате число таких элементарных «ускорителей» растет.

Кривую Пашена при этом можно разделить на три зоны: верхняя левая ветвь кривой соответствует области убегания электронов, область между левой и правой ветвями – области размножения электронов, а зона ниже правой ветви – области дрейфа электронов, не успевших размножиться, как показано на рис. 1

Были проведены эксперименты в однородном и неоднородном электрических полях [13] при повышенных давлениях в различных газах (азот, воздух, гелий, неон, аргон, криптон) без источника предъионизации.

Во всех газах в неоднородном поле при атмосферных условиях и наносекундных длительностях импульсов получены высокие удельные энерговклады – до 1 Дж/см^3 и электронный пучок с рекордной амплитудой тока.

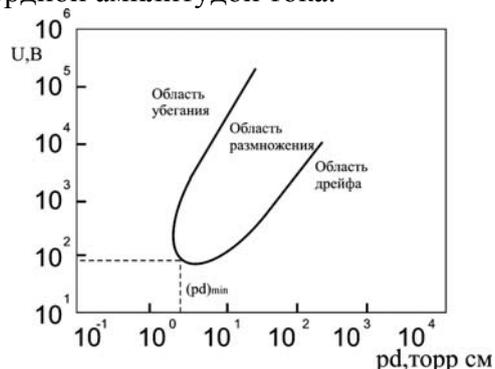


Рис. 1. Зависимость критического напряжения пробоя ($U_{\text{кр}}$) от произведения расстояния между электродами на давление (pd), кривая Пашена.

Убегающие электроны обеспечивают высокую скорость распространения ионизованной области к аноду, а сопутствующее рентгеновское излучение предъионизует газ и вызывает фотоэффект на катоде, обуславливая тем самым движение катодонаправленного стримера.

Исследования были проведены с использованием высоковольтного генератора наносекундных импульсов на 100 кВ с длительностью фронта 2 нс. Схематично экспериментальная установка представлена на рис.2. Импульс напряжения подавался с генератора наносекундных импульсов 1 в вакуумную камеру 2 на катод 3 при давлениях 760 Тор и выше. Использовались два различных катода с различными радиусами кривизны ~ 1 -6 мм. Для получения объемного свечения импульсного разряда при давлениях выше атмосферного на катоде $\varnothing 1$ мм была установлена фторопластовая насадка 6. Анод представляет собой медную пластину 4 и металлическую сетку 5. Межэлектродное расстояние $\sim d$ варьировалось в пределах 3-10 мм. Для фотографирования высокоскоростного свечения импульсного разряда применялась веб-камера 7, после чего с помощью программы Adobe Premier Pro были получены интегральные картины разряда, приведенные ниже. Полный ток импульсного разряда посредством токового шунта 8 регист-

рировался на высокочастотном осциллографе TDS-5104. Ток электронного пучка с помощью цилиндра Фарадея и токового шунта 9 также регистрировался на высокочастотном осциллографе TDS-5104.

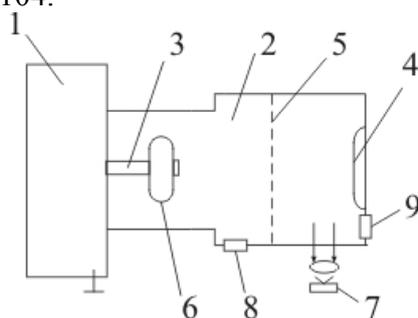


Рис.2. Блок-схема экспериментальной установки

1-генератор наносекундных импульсов, 2 – вакуумная камера, 3 – катод, 4 – анод, 5 – металлическая сетка, 6 – фторопластовая насадка, 7 – веб-камера, 8 – шунт для измерения полного тока разряда, 9 – шунт для измерения тока пучка.

Источником убегающих электронов в импульсном разряде в воздухе при атмосферном давлении является катод и прикатодная плазма. На пространственное распределение убегающих электронов сильно влияет рассеяние на молекулах. В случае остроконечного катода межэлектродное расстояние – d значительно влияет на ширину пучка убегающих электронов. С увеличением d до 10 мм диаметр пучка достигает $\varnothing \sim 3$ см. Если в разряде несколько каналов, что типично для катодов с развитой рабочей поверхностью, то число каналов равняется числу пучков в электронном потоке за анодом. Структура потока отвечает распределению эмитирующих центров на катоде. Плазменный сгусток на катоде трансформируется в контрагированный канал, который прорастает вглубь промежутка потоком убегающих электронов. Статистикой этого взаимодействия, а также статистикой инициирования электронных лавин, объясняется разнообразие пространственных форм разрядов.

При $\Delta \gg 1$ пробой газа инициируется автоэлектронной эмиссией и первичная лавина становится критической вблизи точки инициирования ($Z_{кр} \sim 100 \text{ мкм} \ll d$). Вследствие этого происходит усиление поля положительного пространственного заряда E_{p+} и автоэлектронной эмиссии. Следовательно, при $\Delta \gg 1$ эмиссионные процессы играют фундаментальную роль в распространении ионизации в сторону катода. Высокая проникающая способность убегающих электронов и рентгеновского излучения приводит к ионизации плотного газа вдали от первичных центров ионизации, и сам разряд теряет свою компактную форму, приобретая диффузный или многоканальный характер.

При больших перенапряжениях в плотных газах сложная пространственная структура объемных наносекундных разрядов в виде контрагированных каналов объясняется ускорением электронов в области пространственного заряда и получающих возможность непрерывно ускоряться вплоть до анода. Эти электроны ионизируют газ во всем разрядном промежутке и выбивают электроны с электродов.

Пространственная структура свечения газового промежутка, как было указано выше, определяется такими параметрами, как геометрия электродов, величина межэлектродного промежутка – d , давление газа, параметры генератора. Фотографии свечения разрядного промежутка для различных значений d и конфигураций катодов представлены на (рис.3-7). Анодом служит плоская медная фольга и металлическая сетка, а катодом металлический стержень с различным радиусом кривизны – $r_k \sim 1-6$ мм. На (рис.3) видно, что при атмосферном давлении, $U_{ГЕН} = 100$ кВ и $d = 10$ мм реализуется объемный диффузный разряд.

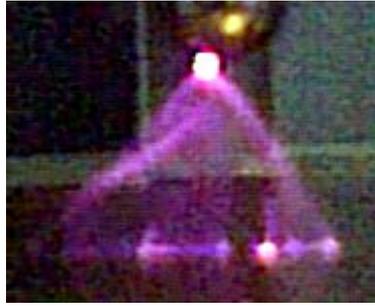


Рис. 3. Катод – металлический стержень $r_K = 6$ мм, анод – медная фольга, $U_{ГЕН} = 100$ кВ, $P = 760$ тор, межэлектродное расстояние $d = 10$ мм



Рис. 4. Катод – металлический стержень $r_K = 6$ мм, анод – металлическая сетка, $U_{ГЕН} = 100$ кВ, $P = 760$ тор, межэлектродное расстояние $d = 5$ мм

На катоде формируется плазменный сгусток с видимым размером $l_p \sim 2$ мм $\ll d$, а остальное пространство вплоть до анода заполняется диффузным свечением. Прика-тодные плазменные образования существенно неоднородны. На (рис.4) видно, что при атмосферном давлении и $d = 5$ мм наблюдается несколько плазменных сгустков в прика-тодной области и реализуется переход диффузного объемного разряда в контрагиро-ванный, причем количество контрагированных каналов соответствует количеству сгу-стков на катоде.

Следует отметить, что по мере уменьшения давления воздуха размер сгустков при-катодной плазмы возрастает, а яркость свечения уменьшается. При $P < 0,5$ тор разряд-ные явления в случае гладких электродов с развитой рабочей поверхностью не наблю-даются, а если катодом является стержень с малым радиусом кривизны, то на его по-верхности наблюдаются плазменные сгустки, значительно меньшие по размеру, чем при $P = 760$ Тор. На (рис.5) с уменьшением радиуса кривизны катода $r_K \sim 1$ мм при $d = 10$ мм, $U_{ГЕН} = 100$ кВ и атмосферном давлении наблюдается прорастание яркого контраги-рованного канала, который полностью перекрывает разрядный промежуток.



Рис. 5. Катод – металлический стержень $r_K = 1$ мм, анод - металлическая сетка, $U_{ГЕН} = 100$ кВ, $P = 760$ тор, межэлектродное расстояние $d = 10$ мм

С уменьшением межэлектродного расстояния $d=3$ мм происходит расширение канала разряда (рис.6). Диффузный чехол при этом не наблюдается. В случае резконеоднородного поля фиксируется один яркий канал и плазменный сгусток. С увеличением однородности поля число каналов и плазменных сгустков растет. На рис.7 изображен светящийся шар, который возникает при давлениях больше атмосферного ($P=3.8$ атм.) и межэлектродном расстоянии $d=10$ мм.



Рис. 6. Катод – металлический стержень $r_k=1$ мм, анод - металлическая сетка, $U_{ГЕН}=100$ кВ, $P=760$ тор, межэлектродное расстояние $d=3$ мм



Рис. 7. Катод – металлический стержень $r_k=1$ мм, анод – металлическая сетка, $U_{ГЕН}=100$ кВ, $P=3,8$ атм., межэлектродное расстояние $d=10$ мм

За счет фторопластовой насадки, надетой на металлический стержень, и высокого давления в вакуумной камере канал импульсного разряда приобретает форму светящейся сферы. При многократных перенапряжениях в объемных разрядах в воздухе достигаются субсветовые скорости распространения ионизации и реализуются импульсы тока с высокой крутизной фронта $\sim 10 \cdot 10^{15}$ А/с. Длительность фронта импульса тока составляет при этом $\tau_f < 0,5$ нс, а максимальное значение тока $I_m \sim 1,5$ кА. С уменьшением межэлектродного расстояния – d объемный разряд переходит в контрагированный с соответствующим увеличением I_m и проводимости разрядного канала.

Важной величиной, характеризующей скорость развития ионизационных процессов является также время запаздывания пробоя относительно момента приложения импульса напряжения – t_3 . При $d < 10$ мм и $U_{ГЕН} > 180$ кВ независимо от конфигурации катода в плотных газах большой ток проводимости появляется уже на фронте импульса напряжения и $t_3 < \tau_{и} < \tau_{ген} < 0,6$ нс, где $\tau_{и}$ – длительность фронта импульса напряжения на разрядном промежутке.

Следовательно, скорость распространения ионизации $V_f > d/t_3 > d/\tau_{ген} > 2.5 \cdot 10^9$ см/с более, чем на порядок превышает скорость распространения стримеров [14,15]. При $U_{ГЕН} < 180$ кВ в случае относительно однородного поля удается зарегистрировать $t_3 \sim 2$ нс для $r_k \sim 20$ мм. С понижением давления t_3 увеличивается. Таким образом, механизм развития разрядов в плотных газах при больших перенапряжениях можно представить следующим образом. В результате автоэлектронной эмиссии единичных электронов

формируется лавина, которая на фронте импульса напряжения за доли пикосекунд на пути $Z_{кр} \sim 100$ мкм переходит в анодонаправленный стример. Прежде, чем импульс напряжения достигнет максимального значения на фронте стримера, напряженность поля достигнет критической величины $E_{кр}$, когда появляются убегающие электроны и реализуется механизм поляризационного самоускорения, приводящего к генерации субнаносекундного импульса электронов аномальной энергии (100-200 кэВ). Эти электроны предионизируют газ, что обуславливает формирование объемных разрядов в промежутках с относительно слабой неоднородностью поля. В сильно неоднородных полях объемный разряд формируется исключительно вследствие ионизации газа потоком убегающих электронов. Так как $d \gg Z_{кр}$, то разряд на катоде обусловлен исключительно фотоэффектом. Локальное усиление поля на катоде положительным пространственным зарядом приводит к тому, что на месте первичной лавины за $t_p < 1$ нс образуется плазменный сгусток, с которого начинается формирование и развитие катодного пятна и взрывных процессов на катоде с переходом к взрывной электронной эмиссии. При достаточно малых d плазменный сгусток контрагируется и продвигается в условиях непрерывной предионизации газа убегающими электронами. Вследствие огромной величины локальной напряженности поля головка канала, где сосредоточен отрицательный пространственный заряд, ускоряется как единое целое. Хотя достигнутая плотность мощности, вводимой в газоразрядный промежуток, составляет ~ 100 МВт/см³, плазма остается низкотемпературной, слабоионизованной на всех этапах развития разряда в связи со слабым взаимодействием убегающих электронов с газом. Оказалось, что при больших перенапряжениях эффект убегания электронов играет фундаментальную роль в механизме пробоя и всей динамике импульсных разрядов в плотных газах. Участие убегающих электронов в пробое плотных газов обнаруживается в смещении минимума кривых $U(pd)$ с ростом перенапряжения (сокращением фронта импульса напряжения $\tau_{ген}$) в область больших pd .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, в настоящей статье рассмотрены физические процессы в импульсных разрядах в плотных газах. Показаны локальный и нелокальный критерии убегания электронов в плотных газах. Представлены фотографии импульсных разрядов при различных межэлектродных расстояниях и конфигурациях электродов. Рассмотрен объемный разряд, который формируется благодаря предионизации быстрыми электронами, возникающими на плазменных катодных сгустках.

-
1. *Грехов И.В, Месяц Г.А.* УФН, 175 (2005) №7 735.
 2. *Giovanelly R.G.* Philos. Mag. 40 (1949) 206
 3. *Dreicer H* Phys. Rev. 115 (1959) 238
 4. *Kulsrud R.M. et al.* Phys.Rev. Lett. 31 (1973).690
 5. *Гуревич А.В.* ЖЭТФ 39 (1960) 1296
 6. *Марченко В.С, С.И. Яковленко* Физика плазмы 5 (1979) 590
 7. *Тарасенко В.Ф., С.И. Яковленко* УФН, 174 (2004) No.9, 954
 8. *Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А.* УФН, 160 (2004) No.7, 49
 9. *Месяц Г.А, Бычков Ю.И, Кремнев Б.В.* УФН, 107 (1972) 301
 10. *Loeb L.V.:* Fundamental processes of electrical discharge in gases. (New York, 1939)
 11. *Станкевич Ю.Л.* ЖТФ, 40 (1970) 1476
 12. *Yoshida K., Tagashira H.:* J.Phys.Ser.D 9 (1976) 491
 13. *Костыря И.Д., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.М., Яковленко С.И.* Письма в ЖТФ, 30 (2004) No.10, 31
 14. *Ретер Г.* Электронные лавины и пробой в газах. (Mir. Moscow, 1968)
 15. *Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б.* Теория искры. (Atomizdat, Moscow, 1975)

**YÜKSƏK GƏRGİNLİKLİ NANOSANIYƏ İMPULS GƏRGİNLİKLƏRİ VASTƏSİLƏ
TƏSİZ ETDİKDƏ YÜKSƏK SIXLIQLI QAZ MÜHİTİNDƏ BAŞ VERƏN FİZİKİ
PROSESSLƏR**

KURBANOV E.D., KUZHEKIN I.P., HAŞIMOV A.M., BONDYAKOV A.S.

Məqalə yüksək sıxlıqlı qaz mühitində qazboşalması aralığına yüksək gərginlikli nanosaniyə impuls gərginlikləri vastəsilə təsiz etdikdə, qazboşalması proseslərinin tədqiqinə həsr olunmuşdur. Elektronların qaz mühitində hərəkətinin lokal və qeyrilokal kriteriyalarına və qazboşalması aralığında güclü subnanosaniyə elektron dəstinin əmələ gəlməsinə baxılmışdır..

**PHYSICAL PROCESSES IN SOLID GASES UNDER
INFLUENCE OF HIGH VOLTAGE NANOSECOND PULSES**

GURBANOV E.D., KUZHEKIN I.P., HASHIMOV A.M., BONDYAKOV A.S.

Present article is devoted to discharge processes in solid gases and dielectrics under influence on discharge gap the high voltage nanosecond pulses. Are considered the local and non-local criterions of run off electrons in gases and formation on the discharge gap the powerful electron beams. Are considered a conversion of diffusive volumetrical discharge to constricted discharge on different interelectrode distance and electrodes geometry, the physical processes in solid dielectrics under influence the high voltage nanosecond pulses.