

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Л. П. Бабич, Т. В. Лойко, В. А. Цукерман, Высоковольтный наносекундный разряд в плотных газах при больших перенапряжениях, развивающийся в режиме убегания электронов, *УФН*, 1990, том 160, номер 7, 49–82

DOI: 10.3367/UFNr.0160.199007b.0049

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 176.59.99.123

23 февраля 2025 г., 09:35:00



537.5

**ВЫСОКОВОЛЬТНЫЙ НАНОСЕКУНДНЫЙ РАЗРЯД
В ПЛОТНЫХ ГАЗАХ ПРИ БОЛЬШИХ ПЕРЕНАПРЯЖЕНИЯХ,
РАЗВИВАЮЩИЙСЯ В РЕЖИМЕ УБЕГАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ**

Л. П. Бабич, Т. В. Лойко, В. А. Цукерман

(Всесоюзный научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
Арзамас, Горьковская обл.)

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	49
2. История вопроса об убегающих электронах в плотных газах. Критерий убега- ния	51
3. Основные сведения о разрядах	55
3.1. Пространственные формы. Импульсы напряжения и тока. 3.2. Спектры и пространственно-временная эволюция свечения газоразрядной плазмы объ- емных разрядов.	
4. Убегающие электроны	60
4.1. Число и энергетические спектры убегающих электронов. 4.2. Эффект ге- нерации электронов аномальной энергии. 4.3. Пространственно-временные характеристики. 4.4. Убегающие электроны при пробое воздуха импульсами высокого напряжения микросекундной длительности.	
5. Рентгеновское излучение	66
6. Участие убегающих электронов в динамике электрических разрядов в плот- ных газах	68
6.1. Объемные разряды. Высокоэнергетическая проводимость. Контракция. 6.2. Убегание электронов и зависимости $U(Pd)$	
7. Механизм генерации электронов аномальной энергии	73
8. Физические процессы в прикатодной области	76
9. Механизм развития разрядов в плотных газах при больших перенапряжениях	78
10. Заключение	79
Список литературы	80

1. Введение. Пробой газов при давлениях от десятков до тысяч торр под действием импульсов высокого напряжения наносекундной длительности исследуется в течение пяти десятилетий, начиная с пионерских работ Ньюмена [1] и Флетчера [2]. В связи с успехами техники высоковольтных наносекундных импульсов в 60-е годы усиливается интерес к наносекундным разрядам в газах. Несмотря на быстрый рост числа экспериментальных исследований [3, 4] и технических применений [5—8] 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—12], хотя еще в обзоре [3] 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 $\langle \epsilon \rangle$, скорость направленного движения v_+ , коэффициент ионизации Таунсенда α , определяются

локальным полем в той же точке $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_p(\mathbf{r}, t)$, где \mathbf{E}_0 и $\mathbf{E}_p = \mathbf{E}_{p+} + \mathbf{E}_{p-}$ — напряженность внешнего поля и поля пространственных зарядов. К локальным относятся модель лавинных генераций Таунсенда с участием γ -процессов на катоде и различные модификации однолавинойной стримерной модели Мика, Лёба, Рётера [9—12], которая привлекается для описания пробоя плотных газов на правой ветви кривой Пашена ($Pd \gg (Pd)_{\min}$) в тех случаях, когда пространственный ($z_{\text{кр}}$) и временной ($t_{\text{кр}}$) масштабы развития лавины до критических по Мику или Рётеру размеров удовлетворяют соотношениям

$$z_{\text{кр}} = \alpha^{-1} \ln N_e^{(\text{кр})} \leq d, \quad t_{\text{кр}} \leq \frac{d}{v_-}, \quad (1)$$

где $N_e^{(\text{кр})}$ — число электронов в критической лавине, d — межэлектродное расстояние. В классической стримерной модели можно выделить три основных положения: 1) усиление поля на фронтах электронных лавин и стримеров вследствие их поляризации ($E_f = E_0 + E_{p\pm}$); 2) пред-ионизация газа, перед фронтами фотонами с энергией $\hbar\omega \approx \varepsilon_1$, где ε_1 — энергия ионизации; 3) 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 $\langle \varepsilon(E_0) \rangle$, 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. Экспериментальные исследования фотоионизирующего излучения и его идентификация выполнены, например, в работах [13—17]. Дискуссионным остается вопрос о природе излучения, инициирующего вторичные центры ионизации вне объема первичной лавины [9, 10, 12, 18—20]. В смесях газов существуют окна прозрачности, и излучение одних компонентов ионизует другие [9, 21, 22]. Наиболее четкую трактовку получила стримерная модель в работах Э. Д. Лозанского и О. Б. Фирсова [12], согласно которым вторичные лавины инициируются в реакции ассоциативной ионизации $A + A^* \rightarrow A_2^+ + e^-$ с участием возбужденных атомов A^* , генерируемых дальнопобежными фотонами с $\hbar\omega < \varepsilon_1$, излученными на крыльях линии. Однако в молекулярных газах энергия первого возбужденного состояния, способного вступить в эту реакцию, мало отличается от ε_1 [19], и из первичной лавины излучается явно недостаточно фотонов. Альтернативной является фотоионизация рекомбинационными квантами с $\hbar\omega > \varepsilon_1$ [18, 20], но последние сильно поглощаются в плотном газе, не выходя из объема первичной лавины, и в стадии пробоя не регистрируются [23, 24], возможно, вследствие ограничений, накладываемых чувствительностью измерительных приборов. Следует также отметить попытки построения безфотонного механизма распространения стримеров на основе плазменных колебаний [25, 26]. Можно полагать, что различные модификации стримерной модели сейчас являются общепринятыми для описания пробоя плотных газов при относительно небольших перенапряжениях ($\Delta \ll 1$), хотя в расчетно-теоретических исследованиях приходится ограничиваться лишь перечислением возможных каналов излучения фотонов, способных ионизовать газ на больших расстояниях, не отдавая предпочтение ни одному из них [19] (под перенапряжением здесь понимается величина $\Delta = U_m/U_s - 1$, где $U_m \leq U_r^m$ — максимальное значение импульса напряжения $U(t)$ на исследуемом промежутке, U_r^m — максимальное значение импульса генератора в режиме холостого хода, U_s — статическое пробивное напряжение данного промежутка.)

При достаточно больших перенапряжениях ($\Delta \geq 1$) закономерности пробоя плотных газов и развития всего газоразрядного процесса отличаются от закономерностей классических форм разрядов. Несоответствие общепринятым локальным моделям особенно проявляется при $\Delta \gg 1$. Действительно, с ростом Δ масштабы $z_{кр}$ и $t_{кр}$ резко уменьшаются, и при $\Delta \gg 1$ энергия направленного движения электронов сравнивается с полной кинетической энергией. Экстраполяция первого положения в область сильных полей с необходимостью приводит к выводу о том, что на фронте стримера могут генерироваться «убегающие» электроны (УЭ) при $E_0 < E_{кр}$, где $E_{кр}$ — критическая напряженность поля, обеспечивающая непрерывное ускорение электронов, начиная с тепловых энергий $T_e \approx 1-10$ эВ [27]. Начиная с некоторых достаточно больших E_0 , вытеснение поля на фронт стримера вследствие его поляризации осуществляется за время порядка времени движения УЭ вблизи фронта. В результате реализуется синхронное движение области усиливающегося краевого поля и ускоряющихся электронов [28–30]. С ростом Δ выход фотонов из лавин резко снижается [3]. Более того, при $\Delta \gg 1$ второе положение не является принципиальным, так как УЭ обеспечивают высокую скорость распространения ионизованной области к аноду, а сопутствующее рентгеновское излучение, предионизуя газ и вызывая фотоэффект на катоде, обуславливает движение катодонаправленного фронта ионизации. И, наконец, поскольку при $\Delta \gg 1$ пробой инициируется автоэлектронной эмиссией [3, 4, 31] и первичная лавина становится критической вблизи точки инициирования ($d \gg z_{кр} \approx 100$ мкм), происходит самосогласованное усиление поля положительного пространственного заряда E_p и автоэлектронной эмиссии [32]. Следовательно, при $\Delta \gg 1$ эмиссионные процессы играют фундаментальную роль в распространении ионизации в сторону катода.

Высокая проникающая способность УЭ и рентгеновского излучения приводит к ионизации плотных газов вдали от первичных центров ионизации, в результате чего разряд теряет пространственно компактную форму, приобретая диффузный или многоканальный характер. Одно временно теряют смысл модели пробоя, предполагающие накопление объемного заряда в форме пространственно-компактных образований, размеры которых определяются преимущественно диффузией и коллективными электростатическими силами пространственных зарядов. Участие УЭ в электрическом пробое плотных газов предполагает существенную нелокальность адекватной модели пробоя, которая получила некоторое развитие в работах [27, 33–39], хотя вопрос о нелокальности α в области больших E_0/P обсуждался еще Грановским при рассмотрении несамостоятельного тока в газовых промежутках с малыми Pd [40]. Будучи основанной на чисто электронной кинетике, эта модель привлекательна вероятной универсальностью и очевидностью учитываемых элементарных процессов. Она может оказаться применимой в широком диапазоне условий, но наиболее отчетливо ускорительный механизм реализуется при пробое плотных газов импульсами высокого напряжения с субнаносекундными фронтами, допускающим достижение многократных перенапряжений ($\Delta \gg 1$).

В предлагаемом обзоре обсуждается нынешнее состояние нелокальной модели электрического пробоя плотных газов и излагаются результаты исследований высоковольтных наносекундных разрядов в плотных газах при больших перенапряжениях, отличительной особенностью которых является то обстоятельство, что они развиваются в режиме интенсивного убегания электронов в плотной газовой среде.

2. История вопроса об убегающих электронах в плотных газах. Критерий убегания. В 1925 г. Вильсоном было высказано предположе-

ние, что разряд молнии сопровождается ускорением электронов на фронте лидера [41]. Результаты неоднократных попыток зарегистрировать в молнии УЭ были отрицательными либо статистически недостоверными. Первые достоверные результаты по обнаружению этого эффекта при разрядах в плотных газах опубликованы в 1966 г. Френкелем с сотрудниками, которые случайно зарегистрировали единичные рентгеновские кванты из гелиевой искровой камеры после прохождения через нее пучка, π -мезонов [42]. В этой работе и последовавших за ней публикациях [43, 44] сообщается о регистрации рентгеновского излучения в специально поставленных экспериментах с электрическими разрядами в плотных газах. В работах [42, 44] интенсивность излучения, достаточная для надежной регистрации, достигалась за 10^4 импульсов при разрядах в гелии атмосферной плотности. Доза излучения не превышала $D_\gamma = 4 \cdot 10^{-5}$ Р/имп. Попытки зарегистрировать излучение в неоне [42] и в воздухе [44] оказались безуспешными. Возбуждение рентгеновского излучения в этих экспериментах не являлось чисто газоразрядным эффектом, поскольку резко неоднородная геометрия «отрицательное острие — плоскость» допускала убегание автоэмиссионных электронов. Станкевич [43], применив геометрию, близкую к плоскопараллельной, при сильно перенапряженных разрядах в воздухе атмосферной плотности зарегистрировал $D_\gamma \approx 4 \cdot 10^{-4}$ Р/имп, причем для надежной регистрации требовалось не более 100 разрядов. В работе Ноггла и др. [44] максимальное значение импульсов напряжения составляло $U_r^m \approx 300$ кВ, длительность высоковольтной фазы разряда $\Delta t_u \approx 80$ нс, длительность фронта импульса напряжения $\tau_u \approx 10$ нс. У Станкевича — $U_r^m \approx 46$ —58 кВ, $\Delta t_u \approx 23$ нс, $\tau_u < 2$ нс. Можно допустить, что излучение возбуждается в течение кратковременной стадии разрядов, длительность которой меньше Δt_u . После выхода работы [43] рентгеновское излучение и УЭ неоднократно наблюдались при исследовании наносекундных газовых разрядов в лабораторных условиях [6, 33, 45—62]. Наносекундные импульсы УЭ в условиях относительно небольших перенапряжений ($\Delta \leq 1$) зарегистрированы при пробое воздуха атмосферной плотности микросекундными импульсами высокого напряжения [63]. Рентгеновское излучение микросекундной длительности регистрировалось в предпробойной стадии в дециметровом воздушном промежутке с резко неоднородной геометрией [64]. В 1979 г. зарегистрировано «нетепловое» проникающее излучение от молнии [65], что свидетельствует об участии УЭ в ее динамике. Эти результаты могут служить убедительным экспериментальным подтверждением универсальности механизма электрического пробоя перенапряженных газовых промежутков, основанного на явлении убегания электронов.

Первая работа, в которой обсуждается критерий ускорения электронов при пробое плотных газов и роль УЭ в динамике искровых разрядов, опубликована Ю. Л. Станкевичем [18]. Поскольку рассмотрение велось в приближении упругих энергетических потерь без учета поля пространственных зарядов E_p , то выводы [18] не могут использоваться для интерпретации экспериментов с разрядами в плотных газах. Возможности приложения аналитических решений кинетического уравнения [66, 67] к реальным экспериментам также крайне ограничены. И хотя Кунхардт и Бижевский [34], излагая «математические основы двугрупповой модели пробоя», исходят из стационарной симметричной функции распределения УЭ по скоростям в слабых полях, конкретные результаты получены из одномерного уравнения баланса энергии так же, как в ранней работе Бабица и Станкевича [27], поскольку таким образом удастся в какой-то степени моделировать зависимость $E_p(\mathbf{r})$.

Критерий убегания электронов в области усиленного электрического поля вблизи ионизационных фронтов, распространяющихся в процессе пробоя плотных газов в однородном внешнем поле E_0 (рис. 1), можно получить из следующего уравнения движения:

$$\dot{\mathbf{p}} = eE_f(x, \psi) - L_1(\epsilon) P \frac{\mathbf{p}}{p}, \tag{2}$$

где \mathbf{p} —импульс, ψ —угол между E_p и E_0 , $L_1(\epsilon) = L_1^{(el)}(\epsilon) + L_1^{(in)}(\epsilon)$, $L_1^{(el)}$ —упругие и $L_1^{(in)}$ —неупругие энергетические потери на единице пути при $P=1$ торр. В достаточно сильных полях $L_1^{(el)} \ll L_1^{(in)}$. В дальнейшем $L_1 \equiv L_1^{(in)}$. Учитывая, что $\mathbf{p} = (dp/dx)v \cos \theta$, где $\cos \theta = f(\epsilon)$ —

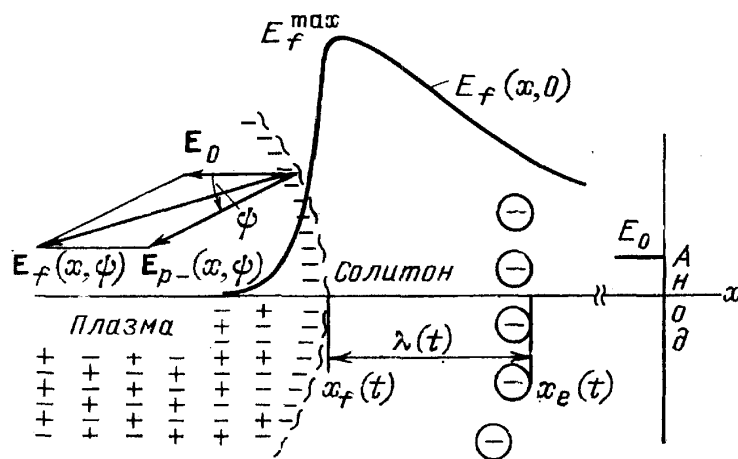


Рис. 1. Схема анодонаправленного стримера [34, 36]

средний косинус угла между E_f и \mathbf{p} , а $x \uparrow \downarrow E_f$, и умножая (2) на \mathbf{p} , получим одномерное уравнение баланса энергии электронов [27, 33]

$$\frac{d\epsilon}{dx} = eE_f(x, \psi) - \frac{L_1(\epsilon)}{\cos \theta} P. \tag{3}$$

Электроны ускоряются, если в данной точке промежутка $eE_f(x, \psi)/P > > L_1(\epsilon)/\cos \theta$ (критерий убегания). Полуэмпирическая зависимость $L_1(\epsilon)$ для N_2 приведена на рис. 2. Максимальное значение L_1^m в газах

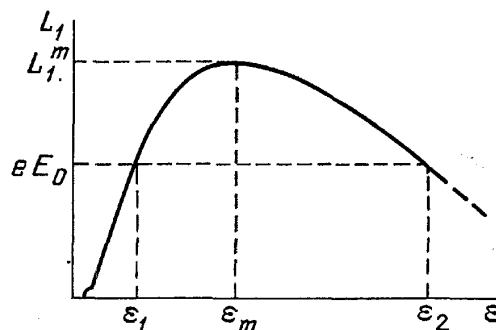


Рис. 2. Энергетические потери электронов на единице пути $L_1(\epsilon)$ при $P=1$ торр в N_2 [27, 68]

обычно лежит в окрестности $\epsilon_{m1} \approx 100$ эВ (табл. I) [68, 69]. Из (3) видно, что только в случае $E_p(x, \psi) = 0$ энергия ϵ является функцией параметров подобия Px и E_0/P .

Так как рассеяние электронов с $\epsilon \approx \epsilon_{m1}$ на большие углы мало [70], тем более в сильных полях, то с хорошей точностью можно считать, что $\cos \theta \approx 1$. Учет $\cos \theta$ приводит лишь к некоторому уширению $L_1(\epsilon)$ в области $\epsilon < \epsilon_{m1}$ и не сказывается на ϵ_{m1} и L_1^m . Однако многократное рассеяние на малые углы увеличивает $L_1^m/\cos \theta$.

Если $eE/P \geq L_1^m$, то $d\varepsilon/dx \geq 0$, и, начиная с $eE_{кр} = L_1^m P$, можно говорить об убегании электронов во всем диапазоне энергий, реализующемся в газовых разрядах. Значения $E_{кр}$ для $P = 760$ торр приведены в табл. I. Если $E < E_{кр}$, то уравнение $d\varepsilon/dx = 0$ имеет два корня: ε_1 и $\varepsilon_2 > \varepsilon_1$ (см. рис. 2). Для ускорения в полях с $E < E_{кр}$ электроны должны находиться в области спектра $\varepsilon > \varepsilon_2$.

Таблица I

Газ	ε_{m1} , эВ	L_1^m , эВ/см·торр	$E_{кр}$, кВ/см
He	151	67	51
H ₂	50	113	86
O ₂	150	356	270
N ₂	150	356	270
Xe	100	310	236

Таблица II

E_0 , кВ/см	ε_2 , кэВ	r_0 , мм	x_m , мм
100	1,2	6,0	0,36
115	1,1	2,1	0,29
125	1,0	1,0	0,20
150	0,7	0,26	0,09
175	0,55	0,11	0,06

Рассмотрим подробнее убегание электронов во внешнем однородном поле с $E_0 < E_{кр}$, когда ε_2 определяется уравнением $E_0 - L_1(\varepsilon)P = 0$. Энергию ε_2 электроны могут набрать в области промежутка, где $|E_0 + E_p| > E_0$. Распределение электронов в этих областях существенно анизотропно и обогащено высокоэнергетичными электронами, на основании чего в [34] при $P = 750$ торр N₂ и $E_0 = 42$ кВ/см для уравнения (3) на фронте лавины принято граничное условие $\varepsilon(x=0) \geq \varepsilon_{m1}$, что в таких условиях на лавинной стадии нетривиально, поскольку даже при $E_0/P \approx 10^2 - 10^3$ В/см·торр в молекулярных газах $T_e \leq 10$ эВ $\ll \varepsilon_{m1}$. Стадия пробоя, на которой появляются УЭ, зависит от E_0/P . Это может произойти как на стадии одиночных лавин, если параметр E_0/P достаточно велик, так и позже, после лавинно-стримерного перехода или в процессе эволюции стримеров, если $E_0/P \ll (E/P)_{кр}$. Так как $T_e/\varepsilon_{m1} \ll 1$, то условие $\varepsilon(x=0) = 0$ без разбиения электронов на две энергетические группы более последовательно в рамках описания УЭ уравнением (3) и правильнее отражает переход части электронов на фронте ионизированной области в режим убегания.

Как отмечалось во введении, в сильно перенапряженных промежутках лавинно-стримерный переход осуществляется на пути $z_{кр} \approx 100$ мкм. В результате формируется плазменное облако с проводимостью, достаточной для его моделирования идеальным проводником. 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 приобретает энергию, большую ε_2 , и получает возможность непрерывно ускоряться вплоть до анода. Эти электроны эффективно излучают тормозные кванты, ионизирующие газ во всем межэлектродном пространстве и выбивающие электроны с электродов. В результате числа таких элементарных «ускорителей» растет. Кунхард и Бижевский также понимают под убегающими не только электроны, достигающие анода, но и менее энергетичные, релаксирующие к $v_-(E_0)$ в различных точках промежутка [34]. Представление о предускорении электронов в области краевого поля E_t с последующим «захватом» вдали от нее [34], положенное в основу модели контрагированных каналов при относительно небольших E_0 , использовано ранее для объяснения сложной пространственной структуры наносекундных объемных разрядов в воздухе атмосферного давления при больших перенапряжениях [33].

Если рассмотреть фиксированный момент времени, то, отвлекаясь от действительной формы плазменного облака и пренебрегая влиянием

УЭ на величину поляризации, можно воспользоваться моделью незаряженного сферического проводника с радиусом r_0 [27]. Тогда $E_r(x, \psi) = E_0 \{1 + 2[r_0/(r_0 + x)]^3\} \cos \psi$, где x отсчитывается от поверхности сферы в направлении к аноду. Приближенно критерий убегания записывается в виде равенства ε_2 максимальному значению решения уравнения (3) при $\varepsilon(x=0) = 0$, $\psi = 0$, $L_1 = L_1^m$. В табл. II приведены значения x_m , где выполняется критерий, вычисленные для N_2 при $P = 760$ торр в полях с $E_0 < E_{кр}$. Данные табл. II дают представление о порядке величин. Численные расчеты уравнения (3) также являются модельными [27, 34]. Следует отметить работу [71], где численно решалось кинетическое уравнение для электронов в гелии с невозмущенным полем $E_0 < E_{кр}$. В результате получены единичные УЭ. Поскольку «расчет носит сугубо качественный характер» [71], то этот результат также является иллюстративным. Более убедительны расчеты, выполненные методом Монте-Карло в невозмущенном поле [72]. Для N_2 получена напряженность $E_{кр}$, в 1,5 раза превышающая величину, приведенную в табл. I. Хотя в целом расчетно-теоретические работы [27, 33, 34, 71, 72] дают лишь приближенное описание некоторых аспектов динамики перенапряженных разрядов в плотных газах, но в них намечены контуры нелокальной теории, учитывающей сложное взаимодействие ионизационных и ускорительных процессов.

3. Основные сведения о разрядах.

3.1. Пространственные формы. Импульсы напряжения и тока. В 60-е годы была разработана техника генерирования импульсов высокого напряжения до 300 кВ с субнаносекундным фронтом, которая позволила реализовать в газоразрядных промежутках с межэлектродным расстоянием $d \gtrsim 1$ см и давлением P порядка десятков и сотен торр импульсы тока крутизной $I \approx 1-10$ ТА/с и максимальным значением I_m до нескольких килоампер при длительности газоразрядного процесса не более 5–10 нс и многократных перенапряжениях в сильноточной стадии. Основными элементами подобных генераторов являются повышающий импульсный трансформатор и разрядник-обостритель фронта импульса напряжения [73]. На рис. 3 представлен импульс напряжения генератора в режиме холостого хода $U_r(t)$ [61]. Максимальное значение импульса $U_r^m \approx 300$ кВ, длительность фронта $\tau_r \lesssim 0,6$ нс.

Пространственная структура свечения газового промежутка в процессе разряда определяется такими факторами, как геометрия электродов, величина межэлектродного расстояния d , давление и род газа, индуктивные и емкостные параметры генератора, напряжение пробоя разрядника-обострителя U_p . Фотографии свечения разрядного промежутка в воздухе для трех значений d и трех катодов представлены на рис. 4, где r_k — радиус кривизны рабочей поверхности катода. Анод — плоская алюминиевая фольга. Если емкость, образованная разрядником и корпусом генератора $C_r \approx 50$ пФ, а индуктивность генератора $L_r \approx 80$ нГн, то при $d \gtrsim 1$ см реализуются объемные разряды, когда на катоде формируется один или несколько ярких плазменных сгустков с видимым размером $l_p \approx 1$ мм $\ll d$, а остальное пространство вплоть до анода заполняется относительно слабым диффузным свечением, которое отделено от прикатодной плазмы и ее «короны» «темным» пространством [23, 33, 58, 59]. Последнее особенно четко проявляется при больших d и r_k . Прикатодные плазменные образования существенно неоднородны. Размер наиболее яркой части прикатодной плазмы $l_p^{\min} \approx 0,3$ мм для $d = 15$ мм, $r_k = 6$ мм [33]. С уменьшением давления P размер сгустков

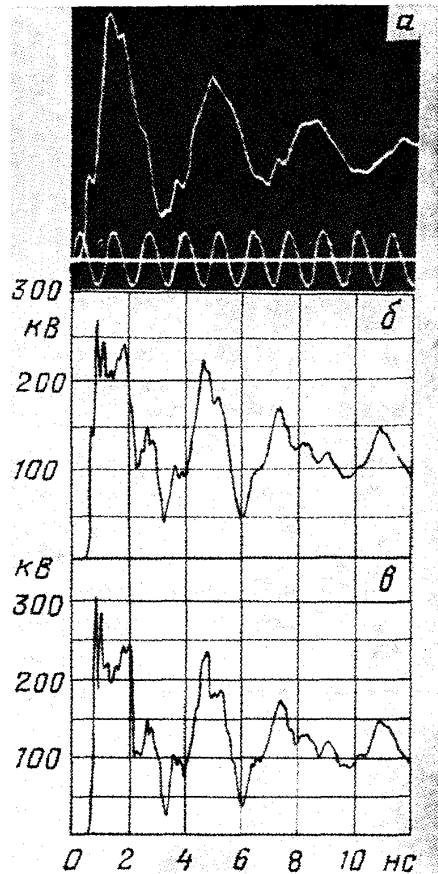


Рис. 3. Импульс напряжения генератора [61]: осциллограмма $U_T(t)$, метки времени 833 МГц (а) и результаты численного моделирования импульсов на делителе (б) и на исследуемом промежутке (в)

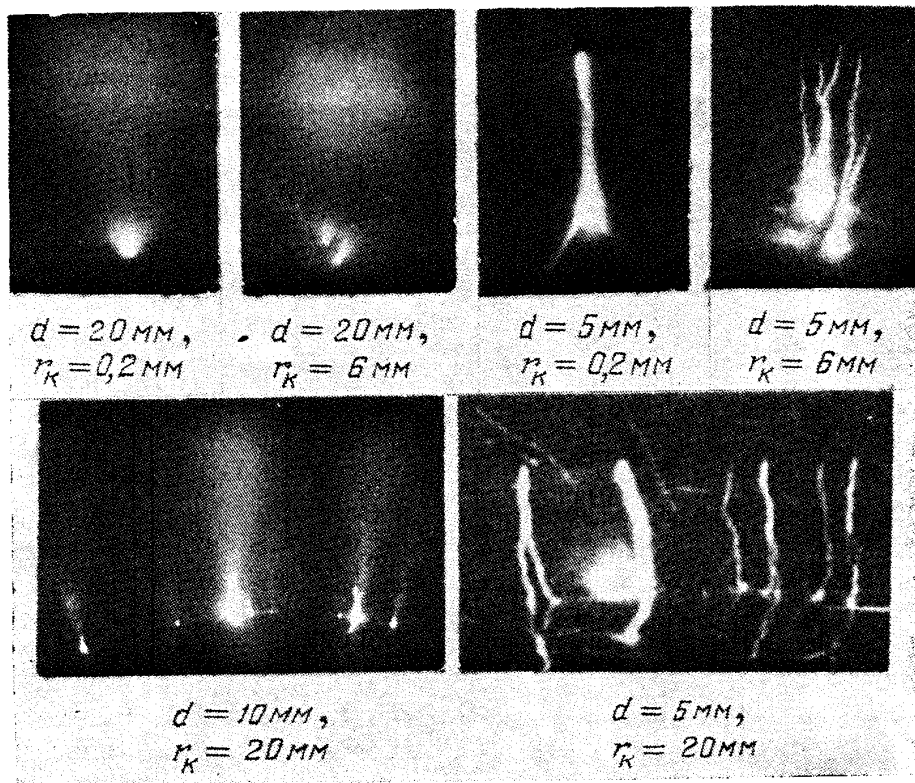


Рис. 4. Свечение разрядного промежутка в воздухе при $P=760$ торр, $U_T^m \approx 200$ кВ [23, 33, 58, 59]

прикатодной плазмы возрастает, а яркость уменьшается. Если P порядка десятков торр, то формируется широкий канал диаметром несколько мм. При $P \lesssim 0,1$ торр разрядные явления с гладких электродов, имеющих развитую рабочую поверхность не наблюдаются — свечение, ток и рентгеновское излучение отсутствуют, но если катод острый или искусственно шероховатый, то на его поверхности формируются плазменные сгустки, значительно меньшие, чем при $P = 760$ торр, регистрируются ток проводимости и рентгеновское излучение. Отметим, что в работе [45] при $P = 30$ торр в плоскопараллельной геометрии объемное свечение также отделено от катода темным пространством.

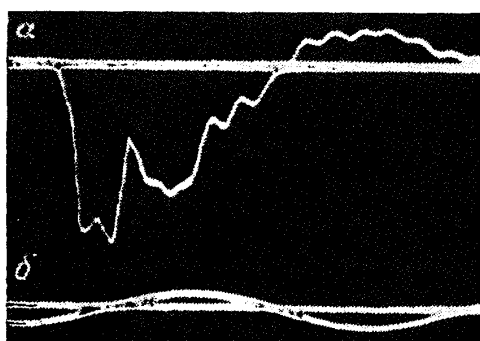


Рис. 5. *a* — Осциллограмма тока в воздухе; $U_r^m = 200$ кВ, $P = 760$ торр, $d = 15$ мм, острый конический катод ($r_k = 200$ мкм). *б* — Метки времени 100 МГц

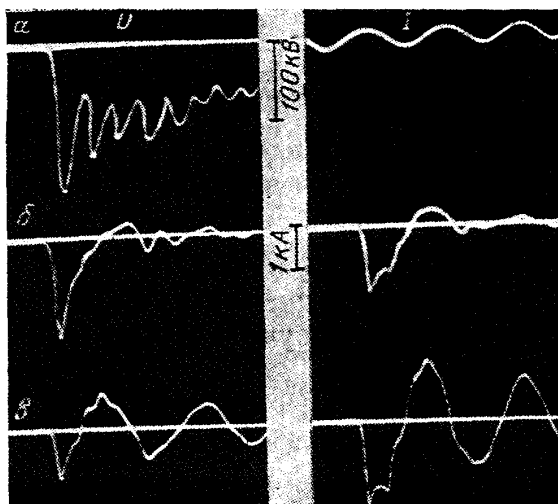


Рис. 6. Осциллограммы напряжения U и тока I в воздухе при $P = 760$ торр; $U_r^m = 200$ кВ. *a* — Импульс $U_r(t)$, метки времени 100 МГц. *б* — $d = 15$ мм. *в* — $d = 5$ мм [48, 74]

Если при атмосферном давлении уменьшать d , то из прикатодной плазмы в сторону анода прорастает яркий контрагированный канал, который, начиная с $d \approx 1$ см, полностью перекрывает промежуток, т. е. согласно традиционным представлениям происходит пробой. Диффузный чехол, окружающий канал и наблюдаемый визуально, не регистрируется. Число каналов или прикатодных плазменных сгустков тем больше, чем выше однородность поля: если $r_k \geq 6$ мм, то обычно наблюдается несколько каналов или сгустков; в промежутках с резко неоднородной геометрией формируется либо один канал, либо один плазменный сгусток.

Среднестатистическое значение d , разделяющее области существования обеих форм разрядов, зависит от частоты собственных колебаний генератора ω_0 : чем больше C_r и (или) L_r , тем при больших d разряд контрагирует в соответствии с увеличением длительности импульса тока Δt_r . Поскольку для достаточно больших d реализуется режим холостого хода, то существует интервал значений d , где формируется объемный разряд. Этот интервал тем меньше, чем меньше ω_0 и, начиная с некоторых достаточно малых ω_0 , разряд всегда контрагирует.

По условиям формирования и пространственной структуре наносекундные объемные разряды при больших перенапряжениях, по-видимому, можно рассматривать как высоковольтную импульсную корону либо как незавершенный пробой в его традиционном понимании.

Вследствие многократных перенапряжений достигаются субсветовые скорости распространения ионизации и реализуются импульсы то-

ка с крутизной фронта $I \approx 1-10 \text{ TA/c}$ [33, 54, 59, 74]. На осциллограмме, представленной на рис. 5, длительность фронта импульса тока в объемном разряде $\tau_I < 0,5 \text{ нс}$. Максимальное значение тока $I_m \approx 1,5 \text{ кА}$, средняя плотность тока в прикатодной плазме $j_p \sim I_m/l_p^2 \approx 100 \text{ кА/см}^2$. С уменьшением d по мере перехода к контрагированной форме разрядов проводимость и, следовательно, I_m увеличиваются, ток и напряжение приобретают колебательный характер (рис. 6).

Важной величиной, характеризующей скорость развития ионизационных процессов, является время запаздывания пробоя относительно момента приложения импульса напряжения t_3 . Если $d \leq 1,5 \text{ см}$ и $U_r^m \geq 180 \text{ кВ}$, то независимо от геометрии катода в воздухе при атмосферном давлении большой ток проводимости появляется уже на фронте импульса напряжения, и U_r^m не реализуется (рис. 6), т. е. $t_3 < \tau_u < \tau_r \leq 0,6 \text{ нс}$; здесь τ_u — длительность фронта импульса напряжения на разрядном промежутке. Следовательно, скорость распространения ионизации $v_i > d/t_3 > d/\tau_r > 2,5 \cdot 10^9 \text{ см/с}$ более чем на порядок превышает скорость распространения стримеров при относительно небольших перенапряжениях [11, 12].

Следует иметь в виду, что до тех пор пока не реализуется напряжение, равное статическому пробивному U_p , разрядные явления в промежутке отсутствуют — в этом смысле даже d/τ_u является оценкой v_i снизу.

Если $U_r^m < 180 \text{ кВ}$, то в случае относительно однородного поля удастся зарегистрировать t_3 . На рис. 7 приведены осциллограммы тока в геометриях, сильно отличающихся величиной напряженности поля в прикатодной области E_k . В левой части осциллограммы (б) зарегистрирован ток смещения $I_{см}$ (ток зарядки емкости межэлектродного промежутка), отсутствующий на осциллограм-

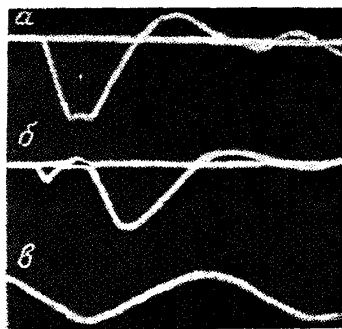


Рис. 7. Осциллограммы тока в воздухе при $P=760 \text{ торр}$, $U_r^m = 150 \text{ кВ}$, $d=1 \text{ см}$. а — Острый конический катод ($r_k=200 \text{ мкм}$). б — Полусферический катод ($r_k=2 \text{ см}$). в — Метки времени 100 МГц

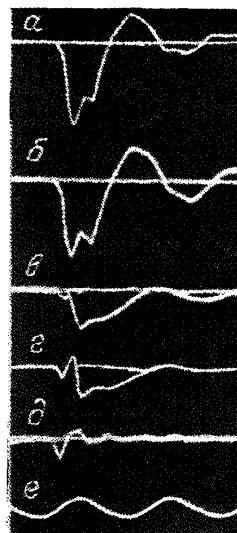


Рис. 8. Осциллограммы тока в воздухе при $U_r^m = 270 \text{ кВ}$, $d=15 \text{ мм}$, $r_k=6 \text{ мм}$. а — $P=760 \text{ торр}$. б — 470 торр. в — 40 торр. г — 15 торр. д — Емкостный ток при заполнении промежутка маслом. е — Метки времени 100 МГц [59]

ме (а). Отсутствие $I_{см}$ означает, что $t_3 \ll \tau_u$. Для катода с $r_k=2 \text{ см}$ $t_3 \approx 2 \text{ нс}$. Величиной E_k определяется длительность фронта тока: для $r_k=200 \text{ мкм}$ $\tau_I \approx 0,8 \text{ нс}$, для $r_k=2 \text{ см}$ $\tau_I \approx 1,2 \text{ нс}$.

Запаздывание t_3 увеличивается при понижении давления P (рис. 8) [59], т. е. уменьшение P эквивалентно уменьшению E_k . Это означает,

что при фиксированном d интенсивность ионизационных процессов определяется величинами E и P отдельно, а не их отношением E/P , как в локальных моделях пробоя.

3.2. Спектры и пространственно-временная эволюция свечения газоразрядной плазмы объемных разрядов. Сильная неоднородность газоразрядного процесса в пространстве и времени, а также высокая напряженность внешнего электрического поля E_0 существенно ограничивают возможность диагностики параметров газоразрядной плазмы, прежде всего, точность определения «температуры» и степени ионизации. В работах [23, 58, 59] выполнены исследования оптического излучения объемных разрядов в воздухе при атмосферном давлении. В спектрах прикатодной плазмы обнаружен континуум с характерным максимумом, а также полосы второй положительной системы молекулы N_2 , линии N11, линия NI (656, 285 нм) и линии атомов материала катода. В случае катода из нержавеющей стали наблюдались более 100 линий FeII и 17 линий CrII. Линии ионов с более высокой кратностью ионизации не обнаружены. В случае катода из сплава ВНМ (W—Ni—Cu) зарегистрированы только четыре легко возбуждающиеся линии WI. Температура прикатодной плазмы, оцененная из распределения континуума по закону Вина, $T \approx 0,5—0,6$ эВ. Температура электронов прикатодной плазмы, определенная методом Орнштейна $T \approx 1,8$ эВ. Концентрация электронов $n_e \approx 2 \cdot 10^{17}$ см⁻³ соответствует степени ионизации $i \approx 10^{-2}$ и согласуется с результатами работы [75]. Время установления равновесного распределения электронов $\tau_{ee}(T_e, n_e) \approx 1$ пс намного меньше характерных времен импульсов напряжения и тока.

В диффузном свечении основного объема зарегистрированы только полосы второй положительной системы N_2 , те же, что и в прикатодной области, где они излучаются ореолом, окружающим более нагретое ядро плазмы. Степень ионизации основного объема $i < 10^{-5}$.

Излучение полос N_2 и линий NII в прикатодной плазме начинается на 1—2 нс раньше появления континуума и линий металла [23]. Этот результат противоположен данным работы [76], где исследовался наносекундный объемный разряд в воздухе при $P=760$ торр, $d=230$ мкм, $U_r^m \approx 7$ кВ, $I_m \approx 30$ А, и соответствует физике процесса, поскольку для взрыва микровыступов на поверхности катода с запаздыванием $t_b \approx 1$ нс необходимо протекание в течение t_b предвзрывного тока термоавтоэлектронной эмиссии огромной плотности [4] $j_{кр} \approx (4 \cdot 10^9 \text{ А}^2 \text{ см}^{-4} \text{ с}^{-1} \cdot t_b^{-1})^{1/2} \approx 10^9 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$, тогда как для инициирования электронной лавины в сильноперенапряженном промежутке достаточно одного эмиссионного электрона, и излучение газа должно предшествовать излучению продуктов взрыва катода.

Продолжительность высвечивания полос N_2 и всех линий незначительно превосходит длительность импульса тока Δt_r . Рекомбинирующая прикатодная плазма излучает континуум в течение ~ 1 мкс.

Эволюция оптического излучения во времени представлена на фотохронограмме (рис. 9) [23]. Прикатодная плазма отделена темным пространством от области диффузного свечения в объеме. Длительность последнего практически совпадает с длительностью тока Δt_r . Прикатодная плазма в течение Δt_r расширяется, интенсивность ее излучения растет, затем в течение ~ 1 мкс регистрируется излучение распадающейся плазмы. Средняя в Δt_r скорость расширения плазмы $\sim 3 \cdot 10^7$ см/с. Скорость распространения диффузного свечения в объеме и слабого свечения в прикатодной области, предшествующего формированию яркой плазмы, очень велика: оцененная из фотохронограммы нижняя ее граница $2 \cdot 10^9$ см/с соответствует выполненной выше оценке v_r . По-видимо-

му, скорость распространения объемного свечения существенно превосходит $d/\tau_1 \approx 1,5 \text{ см}/0,5 \text{ нс} = 3 \cdot 10^9 \text{ см/с}$, так как свечение возникает одновременно с появлением тока проводимости. Столь высокая скорость распространения ионизационных фронтов требует специального объяснения.

Согласно результатам фотометрирования фотохронограммы в первые 0,5 нс почернения S , вызванные излучением прикатодной области и излучением объемного свечения, совпадают. За то же время ($\tau_1 < 0,5 \text{ нс}$) ток нарастает до максимального значения. Как отмечалось выше, в течение этого времени прикатодная область излучает только

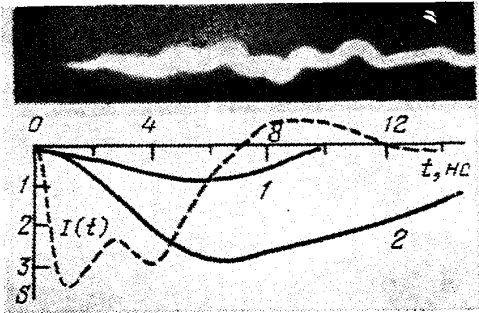


Рис. 9. Фотохронограмма свечения объемного разряда в воздухе при $P = 760$ торр, $U_r^m = 270$ кВ, $d = 15$ мм, $r_k = 3$ мм [23]. S — плотность почернения пленки, вызванного диффузным свечением (1) и свечением прикатодной плазмы (2). $i(t)$ — осциллограмма тока

полосы N_2 и линии NII . Вскоре после достижения током максимального значения появляются линии металла и интенсивный континуум, излучение прикатодной плазмы резко усиливается.

Можно заключить, что за время, меньшее τ_1 , в прикатодной области развивается слабо светящийся стример, отделенный на рис. 9 темным пространством от остального объема. Поскольку толщина стримера много меньше поперечного размера остальной излучающей области разрядного промежутка, то одинаковое почернение означает, что энергия, излучаемая единицей поверхности стримера, больше, чем — единицей поверхности объема, заполненного диффузным свечением.

Слабый нагрев и низкая степень ионизации газоразрядной плазмы наносекундных объемных разрядов при больших перенапряжениях, отсутствие линий высокоионизованных атомов при плотности тока $j_p \approx 100 \text{ кА/см}^2$ и высоком напряжении — с одной стороны, субсветовая скорость ионизационных фронтов, огромная скорость нарастания тока ($\dot{i} \approx 1—10 \text{ ТА/с}$) и пространственная структура свечения — с другой, могут быть интерпретированы на основе представлений об УЭ в плотной газовой среде (см. раздел 6).

4. Убегающие электроны.

4.1. Число и энергетические спектры убегающих электронов. В первых экспериментах с высоковольтными наносекундными разрядами в плотных газах при больших перенапряжениях было обнаружено проникающее излучение, интенсивность которого была достаточна для того, чтобы за окном разрядной камеры вызвать сильное почернение рентгеновской пленки РТ-1 [48, 50, 51]. Сопоставление экспериментальных данных с расчетами поглощения электронов и рентгеновского излучения в фильтрах с разными Z привело к однозначному выводу о том, что в отличие от работ [42—45, 49] излучение, зарегистрированное в [48, 50, 51], является УЭ. Их число за окном камеры в зависимости от режима (давление P , род газа, U_p , геометрия катода, d) менялось в пределах $N_e \approx 10^8—10^{12} \text{ е-/имп} \approx 2(10^{-6}—10^{-2}) Q_0/e$ [50], где Q_0 — начальный заряд в накопительной емкости генератора C_r . Исследованные газы при $P = 760$ торр можно расположить в порядке уменьшения N_e : He, Ne, $H_2(D_2)$, воздух, Ar, Xe, SF_6 . Зависимость $N_e(P)$ пред-

ставлена на рис. 10. Уменьшение N_e при $P \leq 50$ торр на кривой 1 обусловлено уменьшением частоты ионизирующих столкновений электронов. В экспериментах с гладкими катодами при $P \leq 0,1$ торр разряды не развивались, т. е. динамика пробоя определяется процессами размножения электронов в газе. В промежутках с острыми катодами определяющими становятся также эмиссионные процессы, и максимум зависимости

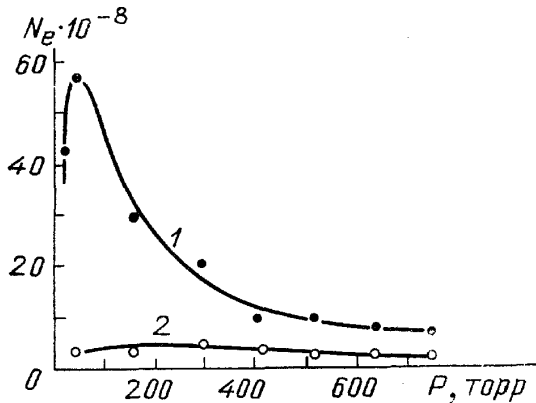


Рис. 10. Зависимость $N_e(P)$. 1 — фильтрация 5 мг/см² ($\epsilon \geq 40$ кэВ), 2 — фильтрация 53 мг/см² ($\epsilon \geq 200$ кэВ); $U_r^m = 270$ кВ, $d = 15$ мм, $r_k = 6$ мм [50]

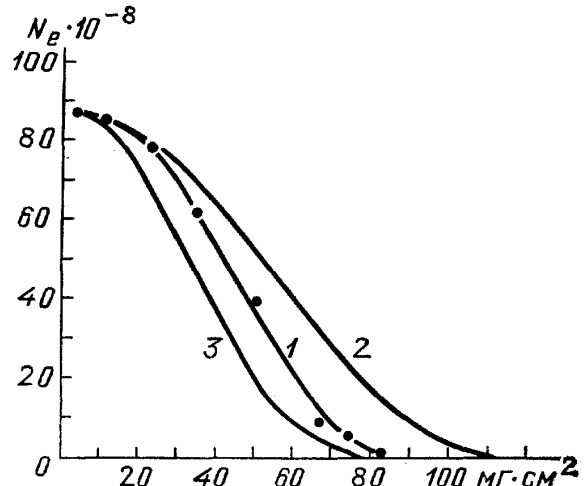


Рис. 11. Кривые поглощения электронов в Al. 1 — высоковольтный наносекундный разряд; $U_r^m = 270$ кВ, воздух, $P = 760$ торр, $d = 15$ мм, $r_k = 6$ мм [51]; 2 и 3 — данные [77] для $\epsilon = 336$ кэВ и $\epsilon = 250$ кэВ

$N_e(P)$ сдвигается в область $P \leq 0,1$ торр. Согласно кривой 2 в высокоэнергетической части спектр слабо зависит от P (см. ниже эффект генерации электронов «аномальной энергии»). Разряды в гелии отличаются увеличением высокоэнергетической части спектра (ср. рис. 12, в и д) и большим числом УЭ. Для сравнения: при фильтрации 5 мг/см² в воздухе $N_e \approx 10^9$ е⁻/имп. при $P \approx 760$ торр, а максимальное значение $N_e^m \approx 6 \cdot 10^9$ е⁻/имп. достигалось в интервале 50—100 торр (рис. 10); в гелии $N_e^m \approx 5 \cdot 10^{11}$ е⁻/имп. при $P \approx 22$ торр. Ориентировочные данные об энергии УЭ получены методом кривых поглощения в металлических фильтрах [50, 51]. Обычно характер кривых соответствует широкому энергетическому спектру, но при давлениях порядка сотен торр типичны кривые, характерные для моноэнергетических электронов: такова, например, кривая 1 на рис. 11, которой соответствует [51] $\epsilon \approx 270$ кэВ $> eU_m$. Энергетические спектры УЭ получены методом магнитной спектроскопии [61]. Результаты для одной из геометрий приведены на рис. 12. Фильтрация электронов до их попадания в вакуумную камеру спектрометра 6 мг/см² соответствует пробегу электронов с энергией $\epsilon \approx 50$ кэВ. При давлениях воздуха $P \geq 200$ торр энергетическое распределение электронов характеризуется выраженным максимумом, положение которого возрастает с увеличением P . Измеренная ширина распределения $2\Delta\epsilon \approx 60$ кэВ практически не зависит от P в интервале 200—760 торр. Поскольку результаты измерений зависят от разброса величин U_p и U_m , ширины щелевых диафрагм коллиматора, а также рассеяния в окне камеры, то собственная ширина спектра $2\Delta\epsilon < 60$ кэВ, что согласуется с характерными для моноэнергетических электронов кривыми по-

Таблица III

d , см	0,5	1	2	3,5
U_m , кВ	130	150	190	210
ϵ_m , кэВ	180	260	290	320

глощения (см, рис. 11). При $P < 200$ торр максимум смазывается появлением большого числа медленных электронов (рис. 12, б, в). С уменьшением P максимальное значение энергии ε_{\max} вначале уменьшается, затем вновь возрастает в соответствии с зависимостью $U_m(P)$, достигая

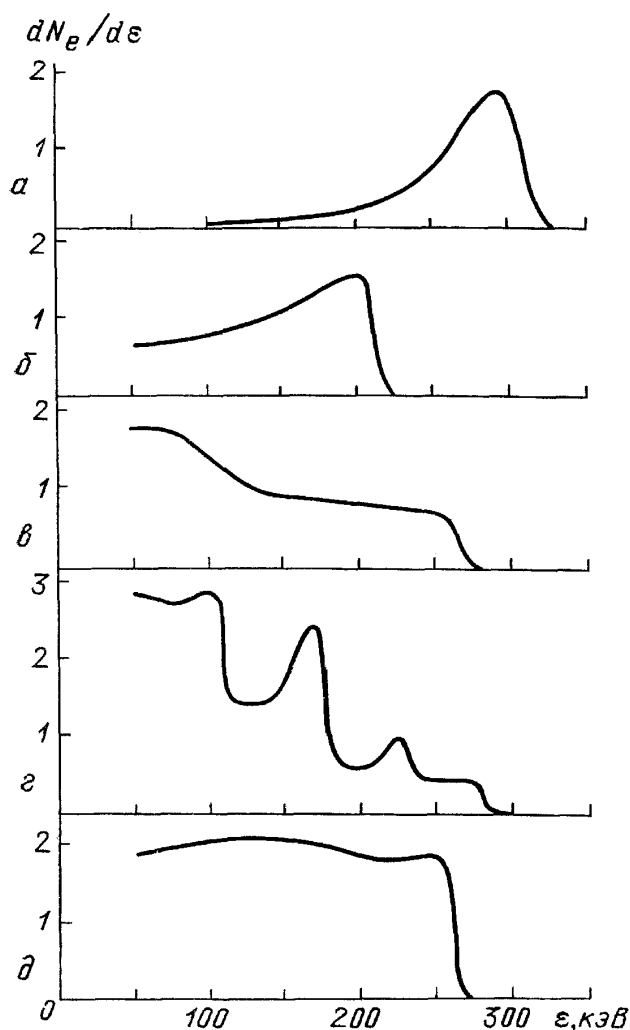


Рис. 12. Энергетические спектры УЭ [61]. Воздух: а — 760 торр, 500 имп; б — 70 торр, 300 имп; в — 22 торр, 100 имп; г — 0,2 торр, 5 имп. Гелий: д — 22 торр, 10 имп. $U_r^m = 270$ кВ, $d = 2$ см, $r_k = 200$ мкм, анод — сетка

при $P \approx 22$ торр величины $\varepsilon_{\max} \approx eU_r^m \approx 270$ кэВ. При $P \leq 1$ торр спектр УЭ становится линейчатым (см. рис. 12, г), отражая структуру $U_r(t)$ (см. рис. 3), причем остается $\varepsilon_{\max} \approx eU_r^m \approx 270$ кэВ.

4.2. Эффект генерации электронов аномальной энергии. Из кривых поглощения электронов и энергетических спектров следует, что в воздухе при достаточно высоких давлениях проявляется эффект генерации электронов аномальной энергии, для которых $\varepsilon > eU_m$ [23, 33, 50, 51, 54, 60—62]. В табл. III приведены значения U_m и энергии электронов в максимуме спектра ε_m для нескольких d при $P = 760$ торр. Для $d \geq 1$ см $\varepsilon_m - eU_m = 100-110$ кэВ, для малых d эта разница существенно меньше. Напомним, что при $d \geq 1$ см реализуется объемная форма разрядов, а при $d \leq 1$ см формируется контрагированный канал.

На спектр электронов существенно влияет кривизна катода, от которой зависит не только величина U_m , но распределение и величина напряженности поля в промежутке. В воздухе при $P = 760$ торр и $d = 2$ см максимальная энергия $\varepsilon_m \approx 320$ кэВ получена в экспериментах с коническим катодом из сплава ВМ с углом при вершине $2\beta = 60^\circ$ и $r_k \approx 3$ мм. Применение цинкового катода в той же геометрии дает $\varepsilon_m \approx 260$ кэВ — на

U_m , а, следовательно, и на ϵ_m влияют эмиссионные и теплофизические свойства катода.

Убедительным доказательством эффекта генерации электронов аномальной энергии являются рекомендованные Г. А. Аскарьяном опыты с использованием тормозящих импульсов напряжения, идентичных ускоряющим [61]. В этих опытах импульс положительной полярности подавался на высоковольтный электрод, выполненный из сетки. На внутренней поверхности заземленной цилиндрической камеры на расстоянии $d = 2$ см от сетки-анода крепился конический катод. УЭ через анод проникали в область тормозящего поля, где проходили разность потенциалов $\Delta\phi_r = -U(t)$. Диаметрально противоположно катоду на расстоянии 2 см от анода помещалась кассета с пленкой РТ-1, перед которой для оценки ϵ располагался клин. УЭ с $\epsilon \leq eU_m$ не достигали пленки, так как теряли энергию в газе и кассете. При $P = 760$ торр энергия электронов, прошедших $\Delta\phi_r$, оказалась равной 90 кэВ.

С целью изучения природы этого эффекта выполнены исследования в воздухе при $P = 760$ торр [54]. Установлено, что независимо от того, возрастает или уменьшается U_m в данной серии экспериментов число электронов аномальной энергии N_e практически не зависит от величины I_m , причем ϵ_m незначительно изменяется в ту сторону, куда меняется U_m . Число N_e слабо возрастает с увеличением Q_0 : на 20% при увеличении Q_0 в 2,5 раза, а ϵ_m почти не меняется. В результате экспериментов с использованием различных разрядников-обострителей установлено: чем круче фронт импульса напряжения, тем сильнее проявляется эффект генерации электронов аномальной энергии.

Таким образом, в спектрах УЭ при разрядах в воздухе атмосферной плотности присутствует компонент с энергией, превосходящей приблизительно на 100 кэВ величину eU_m . Поскольку эффект слабо зависит от I_m и Q_0 и электроны аномальной энергии сосредоточены в узком энергетическом интервале ($2\Delta\epsilon \ll \epsilon_m$), они не принадлежат к «хвостам» энергетического распределения электронов газоразрядной плазмы.

4.3. Пространственно-временные характеристики. Для установления механизма участия УЭ в динамике разрядов важно знать их пространственно-временные характеристики: область генерации, расходимость, длительность импульса Δt_e , время начала генерации относительно приложения импульса напряжения к промежутку. Чтобы локализовать область генерации УЭ исследована пространственная структура поперечного сечения их потоков за анодом. На рис. 13, а приведено изображение потока УЭ для разрядов в He при $P = 22$ торр. Фильтрация составляла 45 мг/см^2 ($\epsilon \geq 200$ кэВ). Изображение соответствует сетке насечек на рабочей поверхности катода. Следовательно, источником потока УЭ является катод или прикатодная плазма, формирующаяся вблизи кромок насечек. В воздухе при $P = 760$ торр на пространственное распределение УЭ сильно влияет рассеяние на молекулах. Однако в опытах с острым коническим катодом обнаруживается четкая зависимость ширины пучка УЭ от d : для $d = 5$ мм $\phi_e = 5-6$ мм, для $d = 15$ мм $\phi_e = 3$ см (рис. 13, б, в). Если в разряде формируется несколько каналов, что типично для катодов с развитой рабочей поверхностью, то число каналов равняется числу пучков в электронном потоке за анодом. Особенно хорошо это наблюдается при $d \leq 5$ мм, когда ширина пучков достаточно мала: $\phi_e \approx 1$ мм (см. рис. 13, в). Структура потока отвечает распределению эмигрирующих центров на катоде. Следовательно, источником УЭ в воздухе при $P = 760$ торр является также прикатодная область.

Измерение временных характеристик импульсов УЭ представляет особый интерес для изучения механизма ускорения электронов и опре-

деления роли УЭ в динамике разрядов. Не во всех режимах, исследование которых важно для этих целей, интенсивность УЭ достаточна для проведения прямых измерений с разрешением во времени. На рис. 14 приведены осциллограммы импульсов УЭ в гелии (спектр на рис. 12),

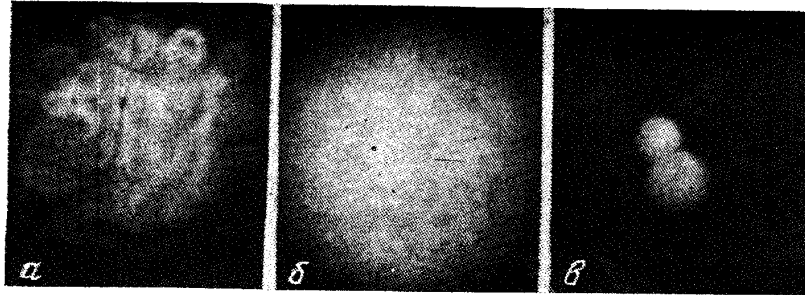


Рис. 13. Изображение электронных потоков за анодом [48, 50]. Не, $P=760$ торр, $d=10$ мм (а); воздух, $P=760$ торр, $d=15$ мм (б) и $d=5$ мм (в). $U_r^m = 270$ кВ

полученные непосредственной регистрацией цилиндром Фарадея для двух фильтраций. Длительность фронта импульса УЭ $\tau_e < 0,5$ нс. Длительность импульса по уровню 0,1 от амплитуды $\Delta t_e = 2$ нс для $\epsilon \geq 50$ кэВ и $\Delta t_e \approx 1,3$ нс для $\epsilon \geq 100$ кэВ. В воздухе при P порядка сотен торр импульс электронов аномальной энергии измерен с разрешением во вре-

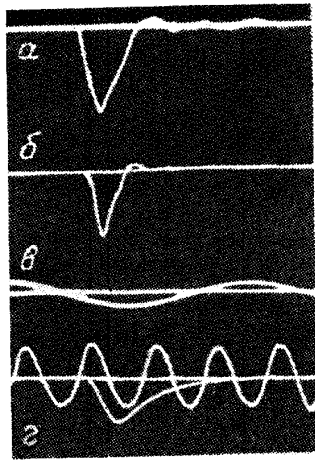


Рис. 14. Осциллограммы импульсов УЭ в Не при $P=22$ торр. а — Фильтрация 7 мг/см² ($\epsilon \geq 50$ кэВ). б — 20 мг/см² ($\epsilon \geq 100$ кэВ). в — Метки времени 10 МГц. г — Осциллограмма свечения пластмассы СПС-Б12, возбужденной импульсом электронов аномальной энергии при разрядах в воздухе ($P=760$ торр), метки времени 833 МГц. $U_r^m = 270$ кВ, $d=2$ см, $r_k=200$ мкм [61, 78]

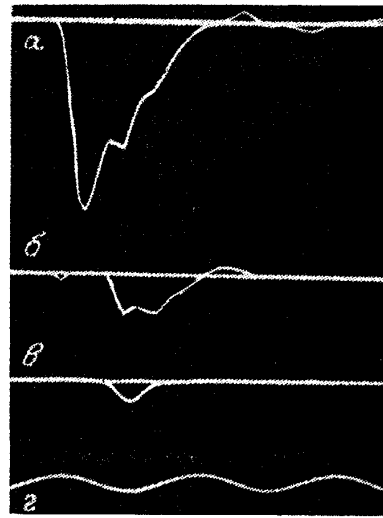


Рис. 15. Осциллограммы импульсов напряжения U (а) и тока I (б) в разрядном промежутке, импульса УЭ (в): $U_r^m = 240$ кВ, воздух, $P=760$ торр, $d=1$ см, $r_k=6$ мм. г — Метки времени 100 МГц [33]

мени методом преобразования энергии электронов в свет с помощью быстрых сцинтиллирующих пластмасс [61, 78] (рис. 14, г): длительность фронта импульса $\tau_e < 0,4$ нс, длительность импульса на полувысоте с учетом экспоненциального послесвечения пластмассы СПС-Б-12 $\Delta t_e \approx 0,5$ нс. С уменьшением давления воздуха Δt_e возрастает и при $P \approx 10$ торр оказывается близкой к полуширине первого максимума на осциллограмме $U_r^m(t)$.

Для понимания роли ускорительных процессов в физике разрядов особенно важно установить начало генерации ускоренных электронов. В режимах, когда не удается зарегистрировать запаздывание тока относительно момента приложения импульса напряжения (см. рис. 6—8), электроны аномальной энергии регистрируются на фронте импульса напряжения $U(t)$. Естественно однако *полагать, что их генерация происходит не во время нарастания $U(t)$, а несколько позже — на фронте тока.* Для доказательства необходимо задержать эмиссию с катода и затормозить развитие ионизационных процессов так, чтобы задержка тока t_3 существенно превышала τ_u . Для этого достаточно устроить барьерный разряд [33]. Осциллограммы $U(t)$, $I(t)$ и импульса электронов аномальной энергии в таком режиме приведены на рис. 15. Небольшой пик в левой части является током смещения. Максимальное значение $t_3 \approx 4$ нс. Начало генерации электронов аномальной энергии совпадает с началом тока проводимости. В разрядах с гладкого катода при пониженном давлении в гелии и воздухе, когда наблюдается заметные t_3 , начало импульса УЭ также совпадает с началом тока проводимости. Поскольку $\Delta t_e \approx 0,5$ нс не превышает τ_i , логично полагать, что генерация электронов аномальной энергии происходит во время нарастания тока проводимости и прекращается не позже достижения током максимального значения.

4.4. Убегающие электроны при пробое воздуха импульсами высокого напряжения микросекундной длительности. В связи с тем, что УЭ обладают высокой ионизирующей способностью и существенным образом должны влиять на динамику разрядов, были предприняты эксперименты по регистрации УЭ при пробое воздуха атмосферной плотности под действием микросекундных импульсов напряжения [63], когда реализуются относительно небольшие Δ , соответствующие классической стримерной модели Рётера. Для этого из генератора импульсов напряжения изъят разрядник-обостритель. Геометрия исследованного промежутка такова: конический катод с $r_k \approx 3$ мм, анод-сетка, $d = 0,5—3$ см. Максимальное значение импульса напряжения на промежутке имело значительный разброс ($U_m = 60—80$ кВ при $d = 2$ см), но стабилизировалось на $U_m = 50$ кВ при ультрафиолетовой подсветке. Независимо от подсветки контрагированный канал формировался при любой геометрии промежутка. Максимальное значение импульса тока $I_m \approx 200$ А при $\tau_i \approx 4$ нс. Подсветка увеличивала τ_i до 8 нс. Пленка РТ-1, помещенная на расстоянии 3 см за анодом, оказалась засвеченной только в опытах без подсветки, когда реализовалось $\Delta \approx 0,6$. Судя по слабой зависимости почернения от Z поглотителя, регистрировались электроны. Уширение пучка пропорционально d , т. е. источником УЭ является прикатодная область. Число УЭ $N_e \approx 10^7$ при $Q_0/e \approx 2 \cdot 10^{13}$, энергия УЭ $\epsilon \approx 70$ кэВ $\approx eU_m$. Длительность импульса УЭ $\Delta t_e \approx 3,5$ нс совпадает с разрешающим временем системы регистрации. УЭ генерируются на фронте импульса тока проводимости. При подсветке N_e и ϵ должны существенно уменьшаться, и отсутствие почернения может означать лишь поглощение УЭ в среде до их попадания на РТ-1.

Генерация УЭ в условиях небольших Δ делает вероятным иной механизм пробоя плотных газов, нежели традиционный стримерный, во всяком случае необходима серьезная модификация второго положения (см. введение). В той степени, в которой исследовавшиеся в [63] раз-

Таблица IV

δ , мкм	$D_{\gamma}^{(a)}$, Р/имп	$D_{\gamma}^{(p)}$, Р/имп
0	7,8	7,4
270	3,6	3,2
540	2,3	2,5

ряды моделируют линейную молнию, проведенные эксперименты наряду с результатами Вайтмара [65] могут служить подтверждением гипотезы о способности молнии генерировать УЭ.

5. Рентгеновское излучение. Исследование рентгеновских импульсов при разрядах в сильно перенапряженных газовых промежутках не встречает затруднений в силу значительной интенсивности излучения [50—52]. В табл. IV приведены результаты измерения дозы $D_{\gamma}^{(a)}$ рентгеновского излучения в режиме, для которого получена кривая поглощения УЭ на рис. 11. Электроны поглощались в слое полиэтилена (2 мм) и аноде из алюминиевой фольги (8 мкм). Между полиэтиленом и дозиметром помещались слои алюминия δ . Энергия рентгеновских квантов, определенная по слою половинного ослабления дозы $\delta_{1/2}$, равна $\bar{\epsilon}_{\gamma} \approx 14 \text{ кэВ}$.

Экспериментальная и теоретическая зависимости энергии рентгеновского излучения W_{γ} от E_0/P при наносекундных разрядах в плотных газах получены в работе [49]. Расчеты выполнены в дрейфовом приближении для тока без учета E_p и УЭ. Используются формулы Гуревича [66] для стационарного потока УЭ в слабых полях и оценочная формула Крамерса для интенсивности излучения. Между ϵ_{γ} и энергией электрона ϵ принято соотношение $\epsilon_{\gamma} = 2\epsilon/3$, являющееся следствием недоразумения: на $\lambda_{\gamma} = 3hc/2\epsilon$ приходится максимум распределения интенсивности излучения по длинам волн для тонкой мишени. Рассчитанные и экспериментальные значения $W_{\gamma}(E_0/P)$ отличаются в $2 \div 3$ раза [49].

Если энергетические спектры УЭ и их поток $\Phi_e = N_e/S_e$ измерены непосредственно, сравнение экспериментальных и расчетных характеристик рентгеновского излучения можно выполнить без привлечения гипотез о механизме проводимости, не вычисляя Φ_e . Используя формулу Зоммерфельда для сечения тормозного излучения, формулу Бете для неупругих потерь электронов и предполагая экспоненциальный характер поглощения энергии излучения на пути от места генерации до детектора, можно рассчитать спектральные распределения квантов $N_{\epsilon_{\gamma}}$, интенсивности $I_{\epsilon_{\gamma}}$ и дозы $D_{\epsilon_{\gamma}}$ на выходе из толстой слоистой мишени, а затем интегральную дозу [51]

$$D_{\gamma} = \int_0^{\epsilon_0} D_{\epsilon_{\gamma}} d\epsilon_{\gamma},$$

где ϵ_0 — начальная энергия электронов, падающих на мишень. Результаты расчетов D_{γ} для электронов аномальной энергии ($\epsilon_0 = \epsilon_m$) приведены в табл. 4. Видно, что $D_{\gamma}^{(a)} \approx D_{\gamma}^{(p)}$, а $\bar{\epsilon}_{\gamma}$, определенная по $\delta_{1/2}$ для $D_{\gamma}^{(p)}$, близка к 14 кэВ. Таким образом, рентгеновское излучение, зарегистрированное в воздухе при $P = 760$ торр, является тормозным излучением электронов аномальной энергии в аноде [51]. Если воспользоваться соотношением $\epsilon_{\gamma} = 2\epsilon_m/3$, то вместо спектра квантов получится линия с $\epsilon_{\gamma} \approx 200$ кэВ, и этот вывод невозможен. Следует отметить, что $\bar{\epsilon}_{\gamma}$, определяемая по $\delta_{1/2}$, слабо зависит от ϵ_0 и ее относительно небольшая величина (~ 10 кэВ [42—44]) не может характеризовать энергию УЭ в плотных газах. Так как число УЭ и их спектр зависят от давления, то доза рентгеновского излучения также является функцией давления газа. Исследования зависимости $D_{\gamma}(P)$ выполнены в работе [52] для разрядов в полях, близких к однородным, исключаящим взрывную электронную эмиссию. Измерения выполнены в двух камерах. В камере № 1 катодом являлась алюминиевая фольга толщиной $\delta = 15$ мкм, анодом служила стальная полусфера диаметром 4 см. В камере № 2 толщина катода $\delta = 8$ мкм, анод-конус ($2\beta = 60^\circ$) с $r_k \approx 3$ мм из сплава ВНМ. Межэлект-

родное расстояние $d = 15$ мм. На промежуток подавались импульсы с длительностью фронта $\tau_r < 0,6$ нс и $\tau_r \approx 1$ мкс. Излучение регистрировалось за катодом на расстоянии 3,5 см от него. Результаты представлены на рис. 16. Положение P_m максимального значения дозы D_γ^m определяется, в основном, родом газа и импульсом напряжения. Для микросекундных импульсов $P_m \approx 4 \cdot 10^{-3}$ торр (кривая 4). Сокращение τ_r приводит к сдвигу P_m в область больших P (кривые 1—3): для воздуха $P_m \approx 1—3$ торр, для гелия $P_m \approx 20$ торр.

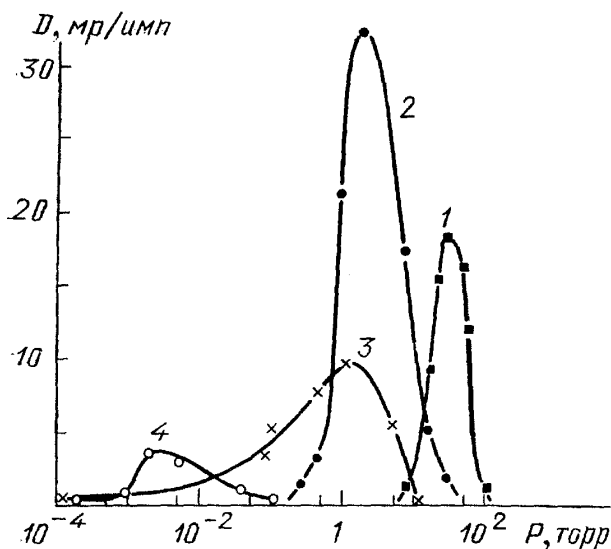


Рис. 16. Зависимость дозы рентгеновского излучения от давления [52]. 1 — камера № 1, He; 2 — камера № 1, воздух; 3 — камера № 2, воздух; $U_r = 250$ кВ, $\tau_r \leq 0,6$ нс; 4 — камера № 2, воздух; $U_m = 110$ кВ, $\tau_r = 1$ мкс

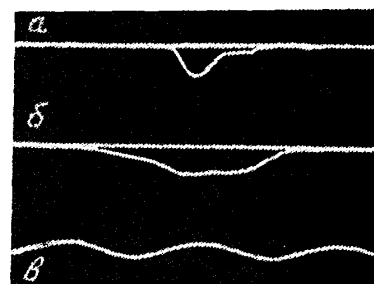


Рис. 17. Осциллограммы импульсов рентгеновского излучения в воздухе вблизи P_m . а — $\tau_r \leq 0,6$ нс. б — $\tau_r = 1$ мкс. в — Метки времени 100 МГц [78]

При данной конфигурации электродов D_γ в вакууме много меньше D_γ^m , т. е. генерация УЭ обусловлена объемными процессами ионизации. При достаточно больших P , когда интенсивность рентгеновского излучения мала, разряд развивается в форме ярких контрагированных каналов. С уменьшением P ширина каналов увеличивается, и в окрестности P_m реализуется пространственно-однородный разряд. Эти результаты согласуются с [44], где с ростом атомного номера газа (а, следовательно, и энергетических потерь электронов $L_1(\epsilon)$) ширина канала уменьшается, и могут служить доказательством того, что объемность разрядов самосогласована с ускорительными процессами.

На рис. 17 приведены осциллограммы рентгеновских импульсов в воздухе вблизи P_m . Длительность импульсов на полувысоте $\Delta t_\gamma \approx 2,6$ нс при $\tau_r \leq 0,6$ нс и $\Delta t_\gamma \approx 8$ нс при $\tau_r \approx 1$ мкс.

Таким образом, при разрядах в плотных газах можно получать значительные дозы рентгеновского излучения, которое, следовательно, не только является важным источником информации о процессах, протекающих в газоразрядном промежутке, но и может быть использовано для некоторых практических приложений. В работе [79] получены формулы для интенсивности и эффективности тормозного излучения электронов в диэлектриках с внешним электрическим полем. Показано, что предельная эффективность излучения УЭ в два раза превосходит эту величину в отсутствие поля. Здесь возникает вопрос: что является основным источником излучения, газ или анод. В табл. V приведены оценки интенсивности излучения из газа и анода (A1) при $U = 200$ кВ и $P = 760$ торр. Видно, что источником тормозного излучения электронов

аномальной энергии ($\epsilon_m \approx 300$ кэВ) является анод, как и предполагалось выше. Вторичные УЭ относительно небольших энергий излучают в основном в газе. Хотя интенсивность этого излучения может быть гораз-

Таблица V

ϵ_0 , кэВ	5	10	15	25	100	250
$I_V^{(\text{возд})}/I_V^{(\text{Al})}$	88	22	10	4	1	0,04

до больше, чем интенсивность тормозного излучения электронов аномальной энергии, но оно полностью поглощается в аноде из-за малой ϵ_γ и не регистрируется приборами.

6. Участие убегающих электронов в динамике электрических разрядов в плотных газах.

6.1. Объемные разряды. Высокоэнергетическая проводимость. Контракция. Высоковольтные наносекундные объемные разряды при давлениях порядка атмосферного и больших перенапряжениях Δ исследовались в ряде работ [23, 33, 38, 59, 76, 80, 81]. Неоднократно наблюдалась объемная стадия, предшествовавшая формированию контрагированного канала [3–5, 45]. Причиной, затрудняющей получение объемного разряда, является формирование катодного пятна [81]. Однако при $\Delta \gg 1$ пятно не обязательно ведет к контракции: при плотности тока на аноде $j(d) \approx 1$ кА/см² объемность нарушается лишь малыми сгустками прикатодной плазмы со средней плотностью тока $j_p \approx 100$ кА/см² (см. раздел 3.1). Объемные разряды сопровождаются особенно интенсивными ускорительными процессами и, по видимому, реализуются благодаря последним. На основании экспериментальных результатов в разделах 2 и 3 эволюция наносекундных объемных разрядов при больших Δ представляется следующим образом [38]. Во время нарастания импульса напряжения на разрядном промежутке $U(t)$ в прикатодной области формируется стример, распространяющийся к аноду в результате убегания части электронов вблизи его фронта с последующим торможением вдали от него. По мере роста $U(t)$ напряженность поля в промежутке возрастает настолько, что УЭ ускоряются до анода, и дальнейшее формирование компактных плазменных образований становится невозможным, поскольку промежуток оказывается сильно предионизованным, и в тех областях, где лавины успевают развиться, они перекрываются, не переходя в стримеры, с чем связан диффузный вид разрядов. Зарегистрированного числа электронов аномальной энергии достаточно для необходимой предионизации. Согласно (3) пока $E_0 < E_{\text{кр}}$ убегание возможно только для малых ψ . «Корона» прикатодной плазмы объясняется тем, что с ростом ψ число электронов, не вовлеченных в режим убегания в поле E_0 и способных эффективно ионизовать и возбуждать газ, растет и только с приближением к $\psi = \pi/2$ начинает уменьшаться. [33]. Объемное свечение обусловлено переходами $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$ молекулы N_2 . Для УЭ с $\epsilon \geq 1$ кэВ длина свободного пробега по отношению к возбуждению состояния $C^3\Pi_u$ $\lambda_{\text{ex}} > 50$ см $\gg d$. Следовательно, распределение свечения определяется пространственным распределением вторичных электронов, средняя энергия которых $\langle \epsilon_{\text{вт}} \rangle \approx \epsilon_1 [\ln(\epsilon/\epsilon_1) - 1] \approx 100$ эВ слабо зависит от точки генерации, а $\lambda_{\text{ex}}^{(\text{вт})}(C^3\Pi_u N_2) \approx 1$ мМ, что соответствует длине темной области, отделяющей плазму от объемного свечения. Таким образом, происхождение тем

ной области аналогично природе Круксова пространства. По-видимому, темная прикатодная полоса, наблюдавшаяся в [45], имеет то же происхождение. В темной области напряженность столь велика, что электроны почти не сталкиваются с молекулами, и ток здесь полностью определяется движением УЭ — в этом смысле локально реализуется «эффект предельного напряжения» [82], но в плотном газе. В высоковольтных наносекундных разрядах при $\Delta \gg 1$ в области $P < 100$ торр большую долю составляет высокоэнергетический компонент проводимости, так как значительная часть накопленного заряда Q_0 переносится УЭ. При давлениях порядка атмосферного зарегистрированы лишь электроны аномальной энергии, заряд которых $eN_e \leq 10^{-4} Q_0$. Так как электроны аномальной энергии генерируются на фронте первичного стримера согласовано с ростом тока, причем длительность их импульса $\Delta t_e \leq \tau_I$, то естественно оценить механизм проводимости с предионизацией промежутка этими электронами. С учетом размена энергии вторичными электронами $\langle \epsilon_{вт} \rangle / \epsilon_{in}$ ток лавин в точке $x \in [0, d]$ промежутка с плотностью частиц газа n_g

$$I_{л}(x) = eN_e \sigma_i(\epsilon) n_g v_- \frac{\langle \epsilon_{вт} \rangle}{\epsilon_{in}} e^{\alpha v - \tau_I} \tag{4}$$

В табл. VI приведены распределения вдоль оси x промежутка основных величин, характеризующих развитие лавин [38]. Если принять $\sigma_i \approx \approx 10^{-18} \text{ см}^2$, $\langle \epsilon_{вт} \rangle \approx 150 \text{ эВ}$, $\epsilon_{in} \approx 31 \text{ эВ}$, то $I_{л}(d) \approx 500 \text{ А}$ для $r_k = 6 \text{ мм}$ и

Таблица VI

$x, \text{ мм}$	$r_k = 6 \text{ мм}, d = 2 \text{ см}, U_m = 240 \text{ кВ}$				$r_k \approx 200 \text{ мкм}, d = 2 \text{ см}, U_m = 200 \text{ кВ}$			
	$E_0/P,$ В/см·торр	$e^{\alpha v - \tau_I}$ 10^4	$z_{кр},$ мкм	$t_{кр},$ нс	$E_0/P,$ В/см·торр	$e^{\alpha v - \tau_I}$	$z_{кр},$ 0,1 мм	$t_{кр},$ нс
0	436		4,3	0,04	4345			
0,5	376		50	0,06	750			
1	329		56	0,07	408			
3	225		80	0,13	152	10^{14}	1,6	0,3
4	199		94	0,16	119	$5,3 \cdot 10^4$	3,0	0,8
6	162		130	0,25	84	28	8,4	3,0
8	134	10^4	220	0,51	67	3,0	18	10
10	125	765	260	0,63	58	1,8	34	18
20	101	0,1	470	1,4	43	1,1	192	133

$I_{л}(d) \approx 0,5 \text{ А}$ для $r_k \approx 200 \text{ мкм}$. Вдали от анода $I_{л}(x)$ возрастает тем быстрее, чем меньше кривизна поля.

Сильное расхождение с зарегистрированной величиной $I_m \approx 1-2 \text{ кА}$ при $r_k \approx 200 \text{ мкм}$ можно попытаться объяснить на основании изложенного механизма, если учесть поля пространственных зарядов. Однако результаты исследований объемных разрядов показывают, что при $P \approx \approx 760 \text{ торр}$ ускорительные процессы могут определять проводимость промежутка так же, как и при пониженных давлениях: во-первых, зарегистрированная нижняя граница скорости распространения ионизации соответствует энергии электронов $\epsilon \approx 1 \text{ кэВ}$; во-вторых, при большой плотности мощности, вводимой в промежуток только относительно слабым взаимодействием УЭ со средой, можно объяснить аномально слабый нагрев основного объема газа и относительно небольшую степень ионизации прикатодной плазмы. Кроме того, из табл. VI видно, что существует довольно обширная область, где $E_0(x)/P \gg (E/P)_{кр}$. Согласно расчетам, выполненным на основании (3), электроны, родившиеся в прикатодной области, ускоряются в поле $E_0(x)$ до анода, т. е. значительная,

а в конфигурации с $r_k \approx 200$ мкм — основная доля Q_0 переносится УЭ и вторичными электронами. По мере развития плотной прикатодной плазмы условия для убегания улучшаются в промежутках с относительно однородной конфигурацией электродов ($l_p \ll r_k$) и ухудшаются, если $r_k \ll l_p$, так как плазма экранирует острый катод. Условия для развития лавин меняются в противоположном направлении. В каждом сечении промежутка вне прикатодной плазмы ток объемных разрядов складывается из трех компонентов: $I(x) = I_{\text{УЭ}}(x) + I_{\text{вт}}(x) + I_{\text{д}}(x)$, где $I_{\text{д}}$ обладает максимумом, положение которого $x_{\text{д}}$ в единичном импульсе отодвигается к аноду по мере роста $U(t)$. В сечении вблизи прикатодной плазмы ток складывается из $I_{\text{УЭ}}$ в темном пространстве и тока в плазме короны. На аноде присутствуют все три составляющие, но в резко неоднородных конфигурациях $I_{\text{д}}(d) = 0$.

Таким образом, проводимость наносекундных объемных разрядов определяется как убегающими и вторичными электронами, так и эффектом предионизации промежутка электронами аномальной энергии с дальнейшим лавинным размножением в том и другом случае. Вклад того или иного механизма зависит от конкретных условий эксперимента, прежде всего, от геометрии поля.

Авторы [34] полагают, что при небольших Δ формируется контрагированный канал, как следствие ионизации газа электронами, убегающими в усиленном поле на фронте лавины и релаксирующими к $v_-(E_0)$ вдали от него, и только при $\Delta > 1$ УЭ достигают анода, в результате чего реализуются объемные разряды. В действительности пространственная структура разрядов определяется не только перенапряжением, но также величинами P , d , U_m , C_r , L_r родом газа, геометрией поля. Поэтому участие УЭ в формировании структуры разрядов и ее зависимость от Δ гораздо сложнее. Так, в разделе 4.4 описан разряд при $\Delta \approx 0,6$, который действительно контрагирует, но тем не менее за анодом зарегистрированы УЭ с $\varepsilon \approx eU_m$. Табл. VII характеризует развитие лавин в этом раз-

Таблица VII

x , мм	E_0/P , В/см·торр	$\alpha v_-, \text{нс}^{-1}$	$z_{\text{кр}}$, мм	$t_{\text{кр}}$, нс
0	225	121	0,1	0,2
1	135	36	0,2	0,6
4	66	2,2	1,8	9,4
10	37	0,05	48	392
20	29	0,006	350	3600

ряде [39]: $d = 2$ см, $r_k = 3$ мм, $U_m \approx 80$ кВ. Видно, что $E_0(x)/P < (E/P)_{\text{кр}}$, т. е. для ускорения электронов принципиально необходимо усиление поля, и хотя УЭ предионизируют промежуток, вдали от катода ($x > 1$ см) лавины, перекрытие которых могло бы помешать контракции, не успевают развиваться. С другой стороны, с ростом Δ разряды, пройдя объемную форму, при очень больших Δ вновь могут контрагировать. Например, высоковольтные наносекундные объемные разряды в воздухе при $P = 760$ торр с уменьшением d переходят в контрагированную форму. Уменьшение d в 7 раз приводит к уменьшению U_m менее чем в 2 раза (см. табл. III), т. е. перенапряжение растет и E увеличивается, причем для достаточно малых r_k — в основном вдали от катода. По-видимому, контрагированному каналу предшествует объемная стадия. Результаты многочисленных экспериментов с высоковольтными наносекундными разрядами в воздухе при атмосферном давлении позволяют сделать выводы: контрагированный канал образуется при достаточно большой на-

пряженности поля и, чем однороднее поле, тем с большей вероятностью это происходит. При достаточно малых d измеренная величина I_m полностью обеспечивается предионизацией газа электронами аномальной энергии с последующим лавинным размножением, и контрагированный канал прорастет с катода в плазме с довольно высокой степенью ионизации. Вследствие экранировки поля плазмой напряженность перед фронтом канала E_f может достигать значений, необходимых для интенсивной ионизации газа за времена ≤ 1 нс.

Начиная с достаточно больших E_0/P , образование контрагированного канала может быть связано с убеганием практически всех электронов вблизи его головки, в том числе с энергиями вблизи максимума сечения ионизации σ_i^m . Тогда критерий убегания является одновременно критерием пробоя согласно традиционному его определению. Используя сдвинутую максвелловскую функцию распределения электронов по скоростям, в борновском приближении для силы трения можно получить следующий критерий убегания электронов [39]:

$$\frac{E}{P} > \left(\frac{E}{P}\right)^* = \frac{Ze\Lambda_{in}G^m}{4\pi\epsilon_0 d_{g1}^2}, \quad (5)$$

где $d_{g1}^2 = \epsilon_0 T_e / n_{g1} e^2$, n_{g1} — плотность частиц газа при $P=1$ торр, Λ_{in} — среднее значение логарифма в формуле Бете для неупругих потерь энергии, G^m — максимальное значение функции Чандрасекара, $\epsilon_0 = 10^7 / 4\pi c^2$ ф/м. Если принять $T_e \approx 10$ В, т. е. равной средней энергии электронов в лавинах при больших E_0/P [83], положить $\Lambda_{in} = 1$, то в воздухе $(E/P)^* \approx 2$ кВ/см·торр. Для энергий в окрестности σ_i^m получается $E/P \approx 200$ В/см·торр. Обе оценки близки к E_0/P в прикатодной области высоковольтных наносекундных разрядов в плотных газах при больших перенапряжениях (см. табл. VI). Тем более критерий (5) выполняется на фронте канала, прорастающего из прикатодной плазмы объемных форм этих разрядов при уменьшении d .

6.2. Убегание электронов и зависимости $U(Pd)$. Как известно, самостоятельный пробой газов на левой ветви кривой Пашена $U_s(Pd)$ в области $Pd \ll (Pd)_{min}$ развивается в режиме убегания электронов. В этой области $E_s = U_s/d \gg E_{кр}$, и для нее характерна объемная начальная стадия. В работах [60, 62] на основании критерия убегания и данных табл. I установлено, что для статического пробоя выполняется $eU_s^{min} > \epsilon_{m1}$, которое означает, что часть электронов в принципе может преодолеть максимум потерь $L_1^m P$. Для всех газов, кроме He, $(eE_s/P)_{min} > L_1^m$, т. е. на всей левой ветви $U_s(Pd)$ выполняется критерий убегания даже без учета E_p , причем значения $(E_s/P)_{min}$ близки к L_1^m за исключением сильно электроотрицательных газов. На рис. 18 изображены $U_s(Pd)$ в воздухе и в He, а также $E_s(Pd)/P$ для воздуха. Нанесены значения $E_s/P = L_1^m/e$ и $(E_s/P)_{min}$. Функция $E_s(Pd)/P$ монотонно убывает с ростом Pd , и для убегания электронов в области $Pd > (Pd)_{min}$ необходимо локальное усиление поля пространственным зарядом, которое положено в основу классической стримерной модели для $Pd \gg \gg 200$ торр. см. Если предположить, что $(E/P)_{min} = (U/Pd)_{min} \approx L_1^m = const$ для данного газа, то с увеличением Δ должно увеличиваться $(Pd)_{min}$, т. е. с ростом Δ (сокращением фронта импульса напряжения τ_r) минимум $U(Pd)$ сдвигается вправо. На рис. 18 приведены результаты измерений $U(Pd)$ для $d=1$ см в геометрии, близкой к плоско-параллельной [62]. Зависимость 4 получена при пробое воздуха микросекундными импульсами с ультрафиолетовой подсветкой ($\Delta=0,3$ при $P=760$ торр). Зависимости 5 и 6 относятся к разрядам при больших Δ ($\tau_r < 0,6$ нс,

$\Delta t_u = 5-8$ нс, $U_r^m \approx 250$ кВ), причем разряды начинались на фронте импульса напряжения и развивались в режиме убегания электронов во всем диапазоне изменения P .

Слева от минимума разряды объемные, справа постепенно с ростом Pd формируется контрагированный канал. После превышения некоторого Pd разряды вновь становятся объемными. Зависимости 4-6 имеют

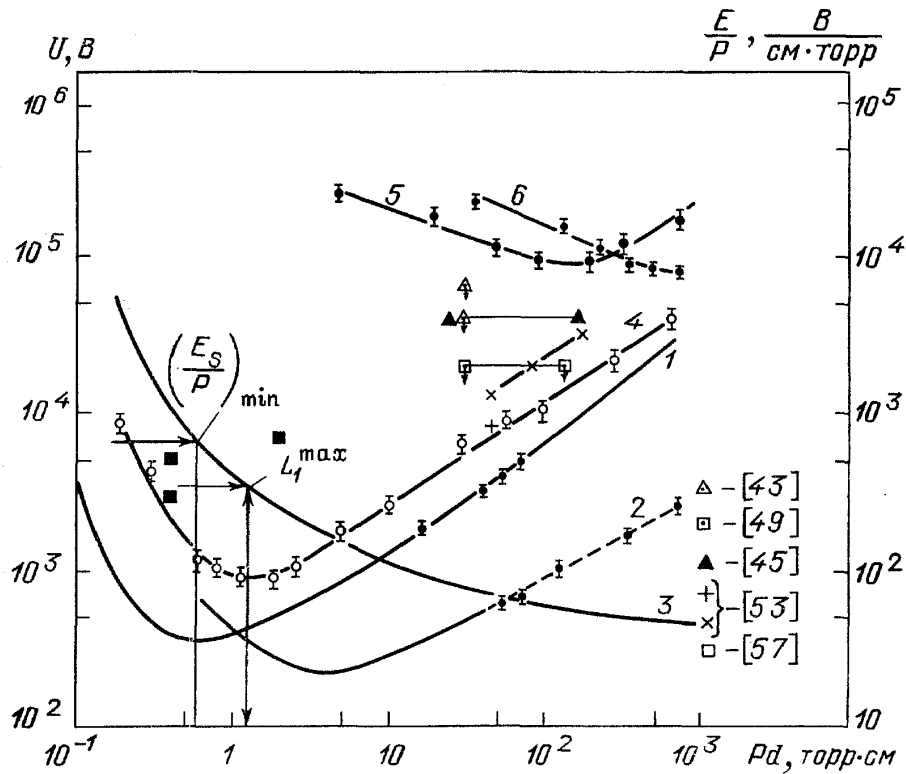


Рис. 18. Зависимость $U(Pd)$. Статика — воздух (1) и гелий (2); E_s/P — для воздуха (3); микросекундный импульс в воздухе (4); наносекундный импульс — воздух (5) и гелий (6) [60, 62] (значки ■ — по [57])

вид, типичный для кривых Пашена 1 и 2, с характерным минимумом, положение которого с ростом сдвигается в область больших Pd . Замечательна близость величины $U_{\min}/(Pd)_{\min}$ для всех кривых 1, 4, 5. Последнее означает, что справа от минимумов кривых 4 и 5 для ускорения электронов необходимо локальное усиление поля пространственным зарядом так же, как и в статическом случае. Здесь же и в табл. VIII

Таблица VIII

Литература	P , торр	d , см	τ_r , нс	U_r^m , кВ	Δt_r , нс
[43]	760, воздух	0,04	2	40—58	23
[45]	30, воздух	1—6	<2	40	40, 100
[49]	76—760, N_2	0,4	3	20	150
[53]	500, N_2	0,5		20—30	45
[57]	10, воздух	0,1	50	3—12	

приведены данные работ, где регистрировалось рентгеновское излучение в плоско-параллельных промежутках. Стрелка означает, что U_m во время пробоя не измерялось, т. е. может быть $U_m < U_r^m$, приведенного на рис. 18. Интересно, что отдельная точка работы [53] практически совпадает с кривой 4 для микросекундного импульса, причем в области

$(Pd)_{\min} < Pd < 200$ торр. см. Перенапряжение в этой точке всего лишь $\Delta \approx 1$. Обнаружение мягкого рентгеновского излучения во время пробоев на правой ветви $U_s(Pd)$ позволило бы окончательно объединить все режимы искрового пробоя плотных газов на основе единого механизма. Для успеха подобных экспериментов необходимы более тонкие методы регистрации излучения, нежели применявшиеся в опубликованных исследованиях.

7. Механизм генерации электронов аномальной энергии. Быстрые нетермализованные частицы — явление типичное для горячей плазмы. Обычно оно скоррелировано с возбуждением плазменных неустойчивостей. Однако характерные времена механизмов ускорения, обусловленных развитием неустойчивостей, сильно противоречат экспериментальным данным о высоковольтных наносекундных разрядах в плотных газах при больших перенапряжениях. Так, для стохастического ускорения в плотной прикатодной плазме разрядов необходима $T_e \approx 200$ эВ [84]. Результаты экспериментов с целью регистрации теплового рентгеновского излучения прикатодной плазмы, соответствующего $T_e \sim 100$ эВ, оказались отрицательными [23]. Для ускорения в вихревых электрических полях, генерируемых при развитии перетяжек гипотетических прикатодных микропинчей, формирующихся, возможно, вблизи эмиссионных пятен, необходимы субсветовые скорости схлопывания, что в плотном газе невероятно для условий наносекундных разрядов. Более того, развитие перетяжки подавляется пробоем газа между соседними утолщениями.

В плотном газе с сильным электрическим полем наиболее естественным представляется механизм генерации электронов аномальной энергии, обусловленный огромной скоростью ионизационных процессов: поляризационное самоускорение заряженных частиц [28—30], суть которого сформулирована во введении, как результат экстраполяции первого положения стримерной модели в область многократных перенапряжений. Поскольку электроны аномальной энергии регистрируются на фронте тока, $\Delta t_e \ll \tau_t$, и их число $N_e \sim N_e^{(кр)}$, то их генерацию можно объяснить механизмом поляризационного самоускорения на фронте первичного стримера длиной $l_c \ll d$, который развивается в прикатодной области во время резкого нарастания тока проводимости [35, 36]. Если аппроксимировать стример идеально проводящим полуэллипсоидом вращения, вытягивающимся с поверхности катода ($x=0$) против направления E_0 , то напряженность поля в уравнении (3) при $\psi=0$ можно представить следующей формулой

$$E_f(\xi, 0) = E_0 + E_0 \left(f\left(\frac{l_c}{r_c}\right) - 1 \right) \left(1 + \frac{\xi}{l_c} \right)^{-3}, \quad (6)$$

где l_c — длина; $2r_c$ — толщина стримера; ξ отсчитывается от поверхности стримера, под которой понимается поверхность, где $E_f(\xi, \psi) = E_f^{\max}$, $f(l_c/r_c)$ — фактор усиления поля. Пусть в момент t_0 относительно приложения импульса напряжения на фронте стримера реализуется критерий убегания электронов: $E_f^{\max} \geq E_{кр}$. Так как l_c растет со временем согласно первому положению стримерной модели ускоренно, то УЭ в точке $x = l_c + \xi$ «обнаруживают» напряженность поля, большую, чем была здесь в момент их старта с поверхности стримера. В пределе, когда поляризация плазмы стримера и вытеснение поля происходят столь быстро, что скорость УЭ и l_c уравниваются, оказывается возможным синхронное движение максимума усиленного электростатического поля $E_f^{\max} = E_f(\xi = 0, \psi = 0)$ на фронте стримера (солитон поля) и уско-

ряющихся в этом поле электронов. Так как УЭ предионизируют газ перед фронтом стримера, то солитон с растущей E_f^{\max} как бы переносится самими УЭ — самоускорение. Обозначим положение фронта потока УЭ относительно катода

$$x_e(t) = \int_{t_0}^t v_e(t') dt'.$$

Тогда положение E_f^{\max} согласно рис. 1 [35, 36]

$$l_c(t) \approx x_f(t) = x_e(t - \tau) + \int_{t-\tau}^t v_-(t') dt' = \int_{t-\tau}^{t-\tau} v_e(t') dt' + \int_{t-\tau}^t v_-(t') dt', \quad (7)$$

где $\tau(t)$ — характерное время экранировки поля E_f за счет дрейфа фронтальных электронов со скоростью $v_-(E_f)$.

В квазинейтральной области $x \ll x_f(t)$, где напряженность поля мала, течет ток проводимости с плотностью $en_e v_-$. В интервале $[x_f(t), x_e(t)]$ протекают интенсивные ионизационные процессы, происходит дрейф электронов со скоростью $v_-(t)$, приводящий к поляризации плазмы и вытеснению поля в сторону анода со скоростью $v_f(t) \approx \dot{x}_f(t) = \dot{l}_c$. Здесь плотность тока есть $en_e v_-(E_f) - \epsilon_0 \partial E_f / \partial t$. В области $x > x_e(t)$ протекает только ток смещения с плотностью $\epsilon_0 \partial E_f / \partial t$.

Если ввести длину ионизационной волны

$$\lambda(t) = x_e(t) - x_f(t) = \int_{t-\tau}^t v_e(t') dt' - \int_{t-\tau}^t v_-(t') dt' \quad (8)$$

и продифференцировать ее при условии точной синхронизации перемещения фронта УЭ и поверхности стримера $\lambda = \text{const}$, то

$$\frac{\Delta v_e}{v_e(t - \tau)} = \frac{v_e(t)}{v_e(t - \tau)} - 1 \approx -\dot{\tau}, \quad (9)$$

т. е. поляризационное самоускорение ($\Delta v_e > 0$) возможно, если $\dot{\tau} < 0$. В противном случае УЭ отрываются от солитона ($v_e > \dot{l}_c$) и синхронность нарушается. Величина λ должна быть достаточно мала, чтобы $E_f(x_e) \approx E_f^{\max}$. При сохранении синхронности энергия УЭ сильно зависит от длины стримера $l_c \approx x_f(t)$ [30]. Если принять $f(l_c/r_c) \approx (l_c/r_c)^2$ [12], где $r_c \approx \text{const}$ [12], $\xi = \lambda \ll l_c$ и пренебречь энергетическими потерями, то из (3) и (6) получается

$$\Delta \epsilon \approx e \int_{l_c(t_0)}^{l_c(t)} dl'_c E_f(l'_c) \approx e E_0 \left(\frac{l_c}{r_c} \right)^2 \frac{l_c}{3}. \quad (10)$$

Поток УЭ N_e/S_e создает на пути λ перед фронтальной поверхностью стримера площадью $S_c \sim \pi r_c^2$ предионизацию $n_e(0) \approx N_e \sigma_1 n_{g1} P / S_e$. Полагая $v_- = \mu_-(E_e/P) E_f/P$, где подвижность электронов [83] $\mu_- = \text{const} \cdot (E_f/P)^{-\nu}$, и $n_e(t) = n_e(0) \exp(\alpha v_- t)$, из условия экранировки поля E_f формирующейся плазмой $en_e v_- \tau / \epsilon_0 \approx E_f$ получим выражение $\alpha v_- \tau \approx \ln(\tau_{\alpha=0}/\tau)$, где характерное время экранировки при $\alpha=0$ есть [36]

$$\tau_{\alpha=0} = \frac{E_f}{E_e} \frac{\alpha \lambda_1}{2 \alpha v_-};$$

здесь $E_e = e N_e / 2 \epsilon_0 S_e$ — оценка напряженности собственного поля УЭ, $\lambda_1 = 1/n_{g1} \sigma_1 P$. Тогда

$$\dot{\tau} = \frac{\tau}{1 + \alpha v_- \tau} \left[\left(\frac{\dot{\tau}}{\tau} \right)_{\alpha=0} - \tau \frac{d}{dt} \alpha v_- \right]. \quad (11)$$

Для $eE/P \geq L_1^m$ в воздухе $\alpha v_- \sim E/P$, $v \approx 0,5$ [12, 83]. Полагая вновь $E_f \approx E_0(l_c/r_c)^2$, где $r_c = \text{const}$, и $\sigma_1 \approx \text{const}/\epsilon$, получим

$$\dot{\tau} \approx \frac{2}{1 + \alpha v_- \tau} \frac{v_c \tau}{l_c} (2 - \alpha v_- \tau). \quad (12)$$

Так как с точностью до операции двойного логарифмирования $\alpha v_- \tau = \ln(\tau_{\alpha=0}/\tau) \approx \ln(E_f \alpha \lambda_1 / 2E_e)$, то согласно (12) $\dot{\tau} < 0$ пока

$$\left(\frac{E_f}{E_e}\right) \alpha \lambda_1 > 2e^2 \approx 15. \quad (13)$$

В области очень больших E_f , когда убегают все электроны на фронте стримера, (13) может нарушаться, поскольку $E_f/E_e \rightarrow 1$ и $\alpha \lambda_1 \rightarrow 1$. Если лавинное размножение отсутствует ($\alpha = 0$), то $\dot{\tau} > 0$ всегда [36].

Таким образом, УЭ инициируют в объеме $\sim \pi r_c^2 \lambda$ незатухающие лавины, синхронизирующие при выполнении (13) движение УЭ и солитона электростатического поля, которые оказываются как бы связанными лавинными цепочками [36]. Для формирования цепочек необходимо выполнение условия $n_e(0) \pi r_{\text{дзкр}}^2 \geq 1$, откуда следует ограничение на число УЭ снизу

$$N_e \geq N_e^{\text{min}} \approx \frac{l_c^2}{6z_1 z_{\text{кр}}} \frac{eU_m}{T_e} \frac{\lambda_1}{d}, \quad (14)$$

где z_1 — путь, проходимый лавиной до начала амбиполярной диффузии. Здесь в отличие от [36] учтено, что в сильных полях максимальный радиус лавины $r_{\text{л}}$ не ограничен величиной $1/2\alpha$ [12], а равен $r_{D-}(z_1)$ [85].

Более сильным, чем (14), является ограничение на число УЭ по полю собственного пространственного заряда $E_e \ll E_f$ или [36]

$$N_e \ll N_e^{\text{max}} \approx \frac{2\epsilon_0 E_f S_c}{e} \approx \frac{2\pi\epsilon_0 U_m l_c^2}{ed}. \quad (15)$$

Полагая $l_c \approx l_p \approx 1$ мм (см. раздел 3.1), $U_m \approx 200$ кэВ, $d = 2$ см (табл. III), получим из (10), что избыточную энергию $\Delta \epsilon = \epsilon_m - eU_m \approx \approx 100$ кэВ электроны аномальной энергии набирают на пути $l_p \ll d$, если $l_c/r_c \approx (3d/2l_c)^{1/2} \approx 5$, что вполне реально. Темное пространство (см. раздел 3.1) и прекращение самоускорения обусловлены таким усилением поля на фронте стримера, когда фронтальные электроны на одном пробеге достигают энергий в области падающих $\sigma_1(\epsilon)$ и выбрасываются из зоны действия солитона, не инициируя лавин и почти не возбуждая газ. Полагая далее $\sigma_1(100 \text{ кэВ}) \sim 10^{-18} \text{ см}^2$, $\alpha/P \sim 10 \text{ см}^{-1} \text{ торр}^{-1}$, $\alpha z_1 \approx \alpha z_{\text{кр}} \approx \approx 10$, $T_e \approx 10$ эВ, оценим согласно (14) и (15) $[N_e^{\text{min}}, N_e^{\text{max}}] \approx [4 \cdot 10^8, 4 \cdot 10^9]$, т. е. зарегистрированное число электронов аномальной энергии $N_e \approx 10^8 - 10^9$ (см. раздел 4) лежит в интервале, обусловленном ограничением по полю собственного пространственного заряда и требованием достаточно высокой предиионизации перед фронтом стримера. Оценка N_e^{min} очень занижена, так как в полях с $E \geq E_{\text{кр}}$ ионизация не описывается коэффициентом Таунсенда α . Длительность ускорения [35]

$$\Delta t \approx \int_{l_0}^{l_p} v^{-1} dl' \approx 20 \text{ пс} \ll \tau_l.$$

Выполненные оценки свидетельствуют о непротиворечивости концепции поляризационного самоускорения и экспериментальных данных о динамике разрядов в плотных газах при больших перенапряжениях и электронах аномальной энергии. Результаты работ [23, 33, 50, 51, 54,

61, 78] являются первыми наблюдениями и исследованиями поляризованного самоускорения заряженных частиц, предсказанного Г. А. Аскарьяном [28—30]. Нетривиальность этого эффекта состоит в том, что он реализуется только в плотных газовых средах. При пониженных давлениях, когда интенсивность диссипативных процессов уменьшается, эффект исчезает. В этом смысле поляризационное самоускорение аналогично эффектам самофокусировки световых и звуковых волн [86]. На первый взгляд поляризационное самоускорение электронов представляется экзотическим механизмом, реализующимся только в плотном газе при больших перенапряжениях. Однако ускоренное движение стримеров при $\Delta \ll 1$, когда справедлива классическая модель Рётера [9—12], в сущности является поляризационным самоускорением, но в условиях, когда успевает устанавливаться локальное равновесие между средней энергией электронов $\langle \epsilon \rangle$ и $E_f \approx E_0 (l/r)^2$, которая растет быстрее, чем $\langle \epsilon \rangle$. Например [3], в N_2 при $20 \leq E/P \leq 100 \text{ В/см} \cdot \text{торр}$ $\langle \epsilon \rangle \sim E_f^{2/3} \sim l^{4/3} < l^2$. Принципиальное отличие между моделью Рётера и механизмом Аскарьяна состоит в том, что в первом случае электроны совершают дрейфовое движение ($E_f \ll E_{кр}$), а во втором они непрерывно ускоряются ($E_f > E_{кр}$) и могут набрать энергию $\epsilon > eU_m$.

8. Физические процессы в прикатодной области. Длительность фронта импульса тока складывается из трех составляющих [32]: $\tau_f = t_s + t_{кр} + t_p$, где t_s — статистическое время запаздывания, t_p — время формирования прикатодной плазмы и катодного пятна от момента достижения лавиной критических размеров до начала взрывной электронной эмиссии. Каждой составляющей соответствует характерный размер пространственной области с напряженностью поля $E \sim 10\text{—}100 \text{ МВ/см}$. Так как $\tau_f < 0,5 \text{ нс}$, то t_s , $t_{кр}$ и t_p относятся к пикосекундному диапазону времен. В этом диапазоне пробой газов инициируется в результате автоэлектронной эмиссии с единичных вытянутых микровыступов-вискеров [3, 4, 31], обладающих пониженной работой выхода ϕ при условии, что вблизи их вершин достигается напряженность $E_{и} \approx 20\text{—}100 \text{ МВ/см}$. Модельный расчет одноэлектронного инициирования высоковольтного наносекундного газового разряда при большом перенапряжении без использования таких традиционных оценочных характеристик [3, 4], как коэффициент усиления поля $\mu = E_{и}/E_0$ и эффективная эмиссионная поверхность вискера S_{μ} , выполнен в работе [32], где показано, что эмиттирует область вблизи вершины вискера, состоящая из небольшого числа атомов, причем для эмиссии одного электрона за время $t_s \ll 1 \text{ нс}$ необходимы вискеры, имеющие отношение высоты к толщине $a/2b \approx 10\text{—}20$, если $\phi = 2,6\text{—}4,5 \text{ эВ}$. В связи с неопределенностью микрорельефа поверхности катода общепринятое моделирование вискера полуэллипсоидом вращения сохраняет известную условность расчета [32]. Вследствие развития некомпенсированного пространственного заряда положительных ионов вблизи вискера, инициировавшего электронную лавину, за время $\sim t_{кр}$ поле усиливается, и соседние микровыступы также становятся эмиттерами [32]. Интенсивность автоэлектронной эмиссии возле места первых актов ионизации оказывается больше, чем в среднем по катоду и растет самосогласованно с E_{p+} . В результате эмиссионный ток локализуется на малом пятне, самосогласованно с развитием которого формируется прикатодная плазма. Процесс носит характер эмиссионно-ионизационной неустойчивости. Таким образом, за доли наносекунды в прикатодной области формируется «квазианод» из облака положительных ионов, происходит переход к термоавтоэлектронной эмиссии, и с некоторым запаздыванием t_b эмиттирующие микровыступы катодного пятна взрываются, т. е. реализуется взрывная электронная эмиссия в газе [23, 32, 58, 59, 76, 87]. Как показано в работе [88], на эмиссию электронов и развитие

проводимости прикатодной области существенное влияние оказывают такие процессы, как поверхностная миграция атомов и молекул к вершинам микровыступов, перестройка поверхностных слоев адсорбированных паров и газов, их десорбция. Возможно многоэлектронное инициирование наносекундных газовых разрядов в результате пробоя диэлектрических пленок [87, 88].

Экспериментальные исследования влияния газовой и взрывной плазм на эмиссионные процессы для условий высоковольтных наносекундных газовых разрядов в плотных газах при больших перенапряжениях выполнены в работах [23, 58, 59]. Использовались катоды с развитой рабочей поверхностью ($r_k = 3-6$ мм), которая полировалась либо, наоборот, на нее наносились насечки. В воздухе при $P \approx 760$ торр прикатодные плазменные сгустки (см. раздел 3.1) образуются независимо от состояния поверхности катода. Если $P \approx 10^{-3}$ торр, то плазма формируется только в случае насеченных катодов. В промежутках с полированными катодами при $P \approx 10^{-3}$ торр разрядные явления (ток, плазма, рентгеновское излучение) проявляются с уменьшением d до такой величины, когда E_0 в 3-5 раз больше, чем при $P \approx 760$ торр. Как уже отмечалось в разделе 3.1, время запаздывания пробоя t_3 , которое отсчитывается от начала тока смещения $I_{см}$, уменьшается с ростом P (см. рис. 8). Эти результаты убедительно свидетельствуют об усилении поля положительным пространственным зарядом плазмы воздуха, а также об участии ее ионов в электронной эмиссии. При достаточно больших давлениях взрывные процессы в области катодного пятна инициируются газовой плазмой, что следует из результатов спектральных измерений излучения прикатодной плазмы, выполненных с разрешением во времени (см. раздел 3.2). К этому необходимо добавить, что в высоком вакууме ($P \leq 10^{-7}$ торр) в промежутке с катодом из сплава ВМ прикатодная плазма не образуется: в спектре излучения прикатодной области наблюдались лишь четыре атомарные линии WI, те же, что и в воздухе при $P = 760$ торр, причем для регистрации спектра разрядов в вакууме потребовалось в 100 раз больше импульсов [88]. На рис. 19 приведены микрофотографии рабочей поверхности катода [59]. Видны микрократеры диаметром $\sim 1-10$ мкм, расположенные группами вдоль следов механической обработки (рис. 19, а), и отдельные микрократеры, окруженные оплавленной поверхностью (рис. 19, б). На никелевом катоде центральная лунка окружена зоной, сильно разогретой во время разряда (рис. 19, в). Характер эрозии зависит как от термодинамических характеристик металлов, так и от давления. При пониженных давлениях эрозия выражена меньше (рис. 19, г). В единичном импульсе может образоваться один микрократер, либо много микрократеров меньшего размера, хаотично расположенных по поверхности катода или сконцентрированных вдоль следов обработки. Нагрев катода вблизи микрократеров обусловлен потоком тепла из центра микровзрыва, ионной бомбардировкой и излучением прикатодной плазмы. На аноде эрозия не обнаружена. Взрывообразное изменение микрорельефа поверхности катода обусловлено в основном импульсным нагревом микровыступов током термоавтоэлектронной эмиссии критической плотности [4, 58, 59]. Поскольку общая площадь эмиссионных пятен $S_a \approx 10^{-6}$ см² (см. рис. 19, б), а $I_m \approx 1-2$ кА, то плотность эмиссионного тока $j_m \approx I_m/S_a \approx 1$ ТА/см², что согласуется с плотностью предвзрывного тока для Ni и Zn, оцененной по формуле $j_{кр}^2 t_b \approx 2 \cdot 10^9$ А² с/см⁴ при $t_b \sim t_p \approx 0,1$ нс. Наряду с джоулевым нагревом микроэмиттера следует учитывать ударный разогрев ионами газоразрядной плазмы, приобретающими значительную энергию в усиленном поле вблизи микровыступа, фокусирующем ионы [58, 59]. Этот фактор существенно облегчает взрывную электронную эмиссию в газовом разряде.

Таким образом, роль взрывной плазмы в развитии высоковольтных наносекундных разрядов в плотных газах при больших перенапряжениях снижается по сравнению с вакуумными разрядами, о чем свидетельствует и тот факт, что максимальное значение достигается током прово-

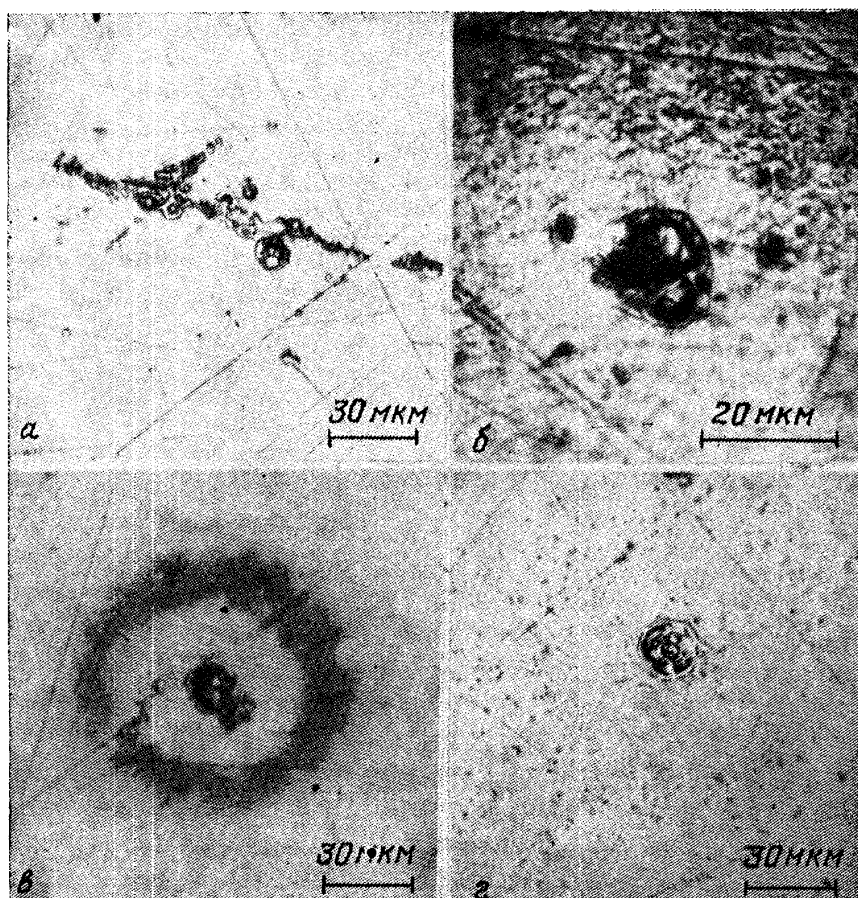


Рис. 19. Микрофотографии участков поверхности катодов. *a* — Zn, 50 имп, $P=760$ торр. *б* — Zn, 1 имп, $P=760$ торр. *в* — Ni, 50 имп, $P=760$ торр. *г* — Zn, 50 имп, $P=40$ торр. $U_{\Gamma}^m=250$ кВ, воздух, $d=15$ мм, $r_{\kappa}=6$ мм [59]

димости раньше появления линий металла в спектре прикатодной плазмы [23], т. е. взрывные процессы относятся к числу вторичных, а основным стимулятором электронной эмиссии с катода оказывается плазма газа [58, 59].

9. Механизм развития разрядов в плотных газах при больших перенапряжениях. Согласно результатам исследований, изложенным выше, динамика высоковольтных наносекундных разрядов в плотных газах при больших перенапряжениях представляется следующим образом. Автоэлектронная эмиссия единичных электронов инициирует электронную лавину, которая развивается на фронте импульса напряжения и за время порядка сотен пикосекунд на пути $z_{\text{кр}} \sim 100$ мкм переходит в анодо-направленный стример. Прежде, чем импульс напряжения достигает максимального значения, на фронте стримера напряженность электрического поля достигает критической величины $E_{\text{кр}}$, когда появляются УЭ и реализуется механизм поляризации самоускорения по Аскарьяну, приводящей к генерации субнаносекундного импульса электронов аномальной энергии. Эти электроны предионизуют межэлектродное пространство, что обуславливает формирование объемных разрядов в промежутках с относительно слабой неоднородностью поля. В сильно неод-

народных полях объемные разряды формируются исключительно вследствие ионизации газа потоком УЭ. Так как межэлектродное расстояние $d \gg z_{кр}$, то распространение ионизации в сторону катода обусловлено не столько предионизацией газа излучением возбужденных атомов [9–17] и тормозным излучением электронов лавины [89] (затем стримера и УЭ), сколько фотоэффектом на катоде [90, 91]. Локальное усиление поля на катоде положительным пространственным зарядом ионов, согласованное с развитием ионизационных и эмиссионных процессов, приводит к тому, что за время $t_p \lesssim 1$ нс на месте первичной лавины образуется плазменный сгусток, формирование которого сопровождается развитием катодного пятна и взрывными процессами на катоде с переходом к взрывной электронной эмиссии. При достаточно малых d (больших значениях напряженности внешнего электрического поля E_0) плазменный сгусток трансформируется в контрагированный канал, который прорастает в условиях непрерывной предионизации газа потоком УЭ. 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 УЭ с газом. Статистикой этого взаимодействия, а также статистикой инициирования электронных лавин объясняется разнообразие пространственных форм разрядов.

10. Заключение. Обзор [3] завершается следующим: «Однако такой тип разряда исследован еще мало»; это относится к разрядам в плотных газах при $E_0 \approx 100$ кВ/см. Действительно, к 1972 г. в этой области было опубликовано лишь несколько работ [18, 43, 44, 48, 49, 75, 90, 92, 93]. Техника генерирования импульсов высокого напряжения с субнаносекундными фронтами, разработанная к концу 60-х годов, позволила продвинуть изучение газовых разрядов в область более сильных полей. С той поры проведены целенаправленные исследования, кардинально изменившие представления о физике пробоя сильноперенапряженных газовых промежутков в области Pd справа от минимума кривой Пашена $U_s(Pd)$. Обнаружилась ограниченность основных принципов, положенных в основу классических моделей электрического пробоя плотных газов, построенных фактически на основе локального диффузионно-дрейфового приближения уравнений для моментов функции распределения электронов [9–12]. При больших перенапряжениях Δ концепция локальности оказывается несостоятельной. Основные принципы нелокальной модели пробоя плотных газов в сильно перенапряженных промежутках были сформулированы не в 1980 г. [34], как утверждается в [91], а гораздо раньше [27], причем работа в этом направлении инициирована еще публикацией Станкевича [18]. Оказалось, что при $\Delta \gg 1$ эффект убегания электронов играет фундаментальную роль в механизме пробоя и всей динамике импульсных разрядов в плотных газах. Участие УЭ в пробое плотных газов обнаруживается в смещении минимума кривых $U(Pd)$ с ростом Δ (сокращением фронта импульса напряжения τ_r) в область больших Pd . Следовательно, электрическая прочность газов характеризуется однопараметрическим семейством кривых $U(Pd, \tau_r)$, где τ_r — параметр. При этом появляется еще одна фундаментальная зависимость $U_{min} = f((Pd)_{min}) \approx (E/P)_{кр} (Pd)_{min}$, измерения которой для разных газов представляют несомненный интерес. Ряд аргументов, в том числе следующих из прямых экспериментов, убедительно свидетельствуют в пользу того, что УЭ участвуют в динамике импульсных разрядов, начиная с относительно небольших Δ , а гипотеза о фото-

ионизирующем излучении в механизме пробоя перенапряженных газовых промежутков представляется излишней в широком диапазоне условий. Чтобы установить границы применимости нелокальной модели, необходимы исследования эффекта УЭ при малых Δ и изучение фотоионизации газа квантами с $\hbar\omega \sim \varepsilon_i$ при $\Delta \gg 1$. Наиболее просто реализовать $E_{кр}$ в плотном газе вблизи $U_s(Pd)$, используя резко неоднородную геометрию электродов. Особый интерес для физики и техники высоковольтных разрядников высокого давления представляет продвижение исследований ускорительных процессов в область давлений, превышающих атмосферное. Ускорительные процессы эффективны в системах инициирования и накачки мощных газовых лазеров высокого давления [6–8, 64, 94]. Для ряда практических задач используются ускорители электронов на основе высоковольтного тлеющего разряда при $P < 1$ торр [95–98]. Как показано выше, с увеличением Δ граница интенсивного убегания электронов $P_{уб}$ сдвигается в область более высоких давлений. На основе систем формирования импульсов высокого напряжения с τ_r короче, а крутизной \dot{U}_r , большей, чем в данной работе, может быть создан эффективный ускоритель электронов в воздухе при атмосферном давлении. Разработка подобных систем представляется актуальной научно-технической проблемой, решение которой позволило бы полнее реализовать возможности механизма поляризационного самоускорения заряженных частиц в плотных газовых средах. Этот механизм проявляется уже в динамике классических стримеров при $\Delta \ll 1$ в форме дрейфового движения электронов на фронте стримера. В форме чисто ускоренного движения потока электронов он реализуется как эффект генерации электронов аномальной энергии в плотной газовой среде, впервые обнаруженный при исследовании электрического пробоя сильно перенапряженных воздушных промежутков при атмосферном давлении.

Авторы благодарны В. И. Карелину, взявшему на себя труд прочитать рукопись и отметившему некорректности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Neuman M. // Phys. Rev. 1937. V. 52. P. 652.
2. Fletcher R. C. // Ibidem. 1949. V. 76. P. 1501.
3. Месяц Г. А., Бычков Ю. И., Кремнев В. В. // УФН. 1972. Т. 107. С. 201.
4. Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде.— Новосибирск: Наука, 1982.
5. Ковальчук Б. М., Кремнев В. В., Поталицын Ю. Ф. Сильноточные наносекундные коммутаторы.— Новосибирск: Наука, 1979.
6. Павловский А. И., Босамыкин В. С., Карелин В. И., Никольский В. С. // КЭ. 1976. Т. 3. С. 601.
7. Павловский А. И., Басманов В. Ф., Босамыкин В. С., Горохов В. В., Карелин В. И., Репин П. Б. // КЭ. 1987. Т. 14. С. 428.
8. Павловский А. И., Карелин В. И. // Вестн. Киев. ун-та. 1988. Вып. 29. С. 115.
9. Loeb L. B. Fundamental Processes of Electrical Discharge in Gases.— New York: J. Willey and Sons; London: Chapman and Hall, 1939.
10. Мик Дж., Крэгс Дж. Электрический пробой в газах.— М.: ИЛ., 1960.
- [11] Ретер Г. Электронные лавины и пробой в газах.— М.: Мир, 1968.
12. Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б. Теория искры.— М.: Атомиздат, 1975.
13. Przybylski A. // Zs. Phys. 1958. Bd. 151. S. 264.
14. Teich T. H. // Ibidem. 1967. Bd. 199. S. 378.
15. Sroka W. // Zs. Naturforsch. 1968. Bd. 23a. S. 2004.
16. Sroka W. // Ibidem. 1969. Bd. 24a. S. 398.
17. Penney G. W., Hummert G. T. // J. Appl. Phys. 1970. V. 41. P. 572.
18. Станкевич Ю. Л. // ЖТФ. 1970. Т. 40. С. 1476.
19. Yoshida K., Tagashira H. // J. Phys. Ser. D. 1976. V. 9. P. 491.
20. Бройтман А. П., Омаров О. А., Решетняк С. А., Рухадзе А. А. Препринт ФИАН СССР. № 197 — Москва, 1984.
- [21] Найдис Г. Б. // ЖТФ. 1982. Т. 52. С. 868.
22. Железняк М. Б., Мнацаканян А. Х., Сизых С. В. // ТВТ. 1982. Т. 20. С. 423.
23. Бабич Л. П., Березин И. А., Лойко Т. В., Тарасов М. Д. // Изв. вузов СССР. Сер. «Радиофизика». 1982. Т. 25. С. 1131.

24. *Strizke P., Sander I., Raether H.*//J. Phys. Ser. D. 1977. V. 10. P. 2285.
25. *Руденко Н. С., Сметанин В. И.*//Изв. вузов. СССР. Сер. «Физика». 1977. № 7. С. 34.
26. *Бабич Л. П.*//Физ. плазмы. 1981. Т. 7. С. 1419.
27. *Бабич Л. П., Станкевич Ю. Л.*//ЖТФ. 1972. Т. 42. С. 1669.
28. *Аскарьян Г. А.*//Письма ЖЭТФ. 1965. Т. 1. С. 44.
29. *Аскарьян Г. А.*//Ibidem. Т. 2. С. 179.
30. *Аскарьян Г. А.*//Тр. ФИАН СССР. 1973. Т. 66. С. 66.
- [31] *Станкевич Ю. Л., Калинин В. Г.*//ЖТФ. 1966. Т. 36. С. 1499.
32. *Бабич Л. П., Лойко Т. В., Шамраев Б. Н.*//Изв. вузов СССР. Сер. «Радиофизика». 1979 Т. 22 С. 100
33. *Бабич Л. П., Лойко Т. В., Тарасова Л. В.*//Ibidem. 1977. Т. 20. С. 637.
34. *Kunhardt E. E., Vyszewski W. W.*//Phys. Rev. Ser. A. 1980. V. 21. P. 2069.
35. *Бабич Л. П.*//ДАН СССР. 1982. Т. 263. С. 76.
36. *Бабич Л. П.*//Физ. плазмы. 1982. Т. 8. С. 718.
37. *Kolbychev G. V.*//Proc. of the 15th Intern. Conference on Phenomena Ionized Gases—Minsk, 1980.—P. 619.
38. *Бабич Л. П., Иванов Н. В., Лойко Т. В., Тарасова Л. В.*//Тезисы докладов 3-й Всесоюзной конференции по физике газового разряда.— Киев, 1986.— С. 9.
39. *Бабич Л. П., Лойко Т. В., Тарасова Л. В.*//Ibidem.— С. 11.
40. *Грановский В. А.* Электрический ток в газе. Т. 2. Установившийся ток.— М.: Наука, 1971.
- [41] *Wilson C. T. R.*//Proc. Cambr. Phil. Soc. 1925. V. 22. P. 534.
42. *Frankel S., Highland V., Sloan T., van Dyck O., Wales W.*//Nucl. Instr. and Meth. 1966. V. 44. P. 345.
43. *Станкевич Ю. Л., Калинин В. Г.*//ДАН СССР. 1967. Т. 39. С. 1530.
44. *Noggle R. C., Krider E. P., Wayland J. R.*//J. Appl. Phys. 1968. V. 39. P. 4746.
45. *Бычков Ю. И., Осипов В. В., Курбатов Ю. А., Филонов А. Г.*//Изв. вузов СССР. Сер. «Физика». 1973. № 1. С. 61.
46. *Асиновский Э. И., Марковец В. В., Поляков Д. Н., Ульянов А. М., Филюгин И. В.*//ТВТ. 1985. Т. 23. С. 606.
47. *Абрамов А. Г., Асиновский Э. И., Василяк Л. М.*//Физ. плазмы. 1988. Т. 14. С. 979.
48. *Тарасова Л. В., Худякова Л. Н.*//ЖТФ. 1979. Т. 39 С. 1530.
49. *Кремнев В. В., Курбатов Ю. А.*//ЖТФ. 1972. Т. 42. С. 795.
50. *Тарасова Л. В., Худякова Л. Н., Лойко Т. В., Цукерман В. А.*//ЖТФ. 1974. Т. 44. С. 564
- [51] *Бабич Л. П., Лойко Т. В., Тарасова Л. В., Цукерман В. А.*//Письма ЖТФ. 1975., Т. 1. С. 166.
52. *Лойко Т. В., Тарасова Л. В., Цукерман В. А.*//Ibidem. 1977. Т. 3. С. 120.
53. *Vyszewski W. W., Reinhold G.*//Phys. Rev. Ser. A. 1982. V. 26. P. 2826.
54. *Бабич Л. П., Лойко Т. В., Тарасова Л. В.*//ЖТФ. 1978. Т. 48. С. 1617.
55. *Дашук П. Н., Кулаков С. Л.*//Письма ЖТФ. 1979. Т. 5. С. 69.
56. *Бохан П. А., Колбычев Г. В.*//Ibidem. 1980. Т. 6. С. 418.
57. *Колбычев Г. В., Самышкин Е. А.*//ЖТФ. 1981. Т. 51. С. 2032.
58. *Бабич Л. П., Лойко Т. В., Тарасова Л. В.*//Дезисы докладов 2-го симпозиума по сильноточной электронике.— Томск, 1975.— С. 69.
59. *Бабич Л. П., Березин И. А., Лойко Т. В., Тарасов М. Д., Тарасова Л. В., Чикина Р. С.*//ЖТФ. 1977. Т. 47. С. 195.
60. *Бабич Л. П., Лойко Т. В., Тарасова Л. В.*//Тезисы докладов 2-го Всесоюзного совещания по физике электрического пробоя газов.— Тарту, 1984.— С. 250.
- [61] *Бабич Л. П., Лойко Т. В.*//ЖТФ. 1985. Т. 55. С. 956.
62. *Павловский А. И., Бабич Л. П., Лойко Т. В., Тарасова Л. В.*//ДАН СССР. 1985. Т. 281. С. 1359.
63. *Лойко Т. В.*//ЖТФ. 1980. Т. 50. С. 392.
64. *Босамыкин В. С., Карелин В. И., Павловский А. И., Репин П. Б.*//Письма ЖТФ. 1980. Т. 6. С. 885.
65. *Whitmire D. P.*//Lett. Nuovo Cimento. 1979. V. 26. P. 497.
66. *Гуревич А. В.*//ЖЭТФ. 1960. Т. 39. С. 1296.
67. *Бабич Л. П., Петров Ю. В.*//Физ. плазмы. 1977. Т. 3. С. 832.
68. *Peterson L. R., Green A. E. S.*//J. Phys. Ser. B. 1968. V. 1. P. 1131.
69. *Green A. E. S., Peterson L. R.*//J. Geoph. Res. 1968. V. 73. P. 233.
70. *Shyn T. W., Stolarski R. S., Carignan G. R.*//Phys. Rev. Ser. A. 1972. V. 6. P. 1002.
- [71] *Алхазов Г. Д.*//ЖТФ. 1974. Т. 54. С. 1044.
72. *Kunhardt E. E., Tzeng Y., Voeuf J. P.*//Phys. Rev. Ser. A. 1986. V. 34. P. 440.
73. *Белкин Н. В., Комяк Н. И., Пеликс Е. Н., Цукерман В. А.*//ПТЭ. 1972. № 2. С. 194.
74. *Бабич Л. П., Лойко Т. В., Тарасова Л. В.*//ПТЭ. 1977. № 1. С. 203.
75. *Бычков Ю. И., Королев Ю. Д., Гаврилюк П. Л.*//ЖТФ. 1972. Т. 42. С. 1674.
76. *Андреев С. И., Новикова Г. М.*//ЖТФ. 1975. Т. 45. С. 1692.
77. *Seliger H. H.*//Phys. Rev. 1955. V. 100. P. 1059.
78. *Бабич Л. П., Лойко Т. В.*//ПТЭ. 1989. № 2. С. 188.

79. *Бабич Л. П.*//ЖТФ. 1972. Т. 42. С. 1617.
80. *Бакиш Р. Б., Королев Ю. Д., Месяц Г. А.*//Физ. плазмы. 1977. Т. 3. С. 662.
- [81] *Королев Ю. Д., Кузьмин В. А., Месяц Г. А., Ротштейн В. П.*//ЖТФ. 1979. Т. 49. С. 410.
82. *Колбычев Г. Ф.*//ЖТФ. 1982. Т. 52. С. 511.
83. *Schlumbohm H.*//Zs. Phys. 1965. Bd. 182. S. 316; Bd. 184. S. 492.
84. *Бабич Л. П.*//ЖТФ. 1974. Т. 44. С. 1846.
85. *Бабич Л. П.*//Изв. вузов СССР. Сер. «Радиофизика». 1985. Т. 28. С. 236.
86. *Конюшая Ю. П.* Открытия советских ученых.— М.: Моск. рабочий, 1979.
87. *Месяц Г. А.*//Письма ЖТФ. 1975. Т. 1. С. 885.
88. *Бабич Л. П., Тарасов М. Д.*//Изв. вузов СССР. Сер. «Радиофизика». 1980. Т. 23. С. 1365.
89. *Бабич Л. П.*//Ibidem. 1975. Т. 18. С. 1056.
90. *Кремнев В. В., Месяц Г. А.*//ПМТФ. 1971. № 1. С. 40.
- [91] *Kunhardt E. E.*//Electric Breakdown and Discharges in Gases: Proc. of NATO Adv. Study Institute. Les Arcs, 1981.— New York; London, 1983.—Pt. A. P. 241.
92. *Месяц Г. А., Бычков Ю. И.*//ЖТФ. 1967. Т. 37. С. 1712.
93. *Бычкова Л. Г., Бычков Ю. И., Месяц Г. А.*//Изв. вузов СССР. Сер. «Физика». 1969. № 2. С. 36.
94. *Бабич Л. П., Шамраев Б. Н.*//ЖТФ. 1985. Т. 55. С. 1170.
95. *Крейндель Ю. Е.* Плазменные источники электронов.— М.: Атомиздат, 1977.
96. *Ульянов К. Н.*//ТВТ. 1980. Т. 18. С. 682.
97. *Данилевич А. И.*//IV Всесоюзный симпозиум по сильноточной электронике: Тезисы докладов.— Томск, 1982.— Т. 1. С. 123.
98. *Дзагуров Л. Ю., Жаринов А. В. и др.*//Ibidem.—С. 111.