

УДК 537.5

РОЛЬ УСКОРИТЕЛЬНЫХ ПРОЦЕССОВ В ФОРМИРОВАНИИ ОБЪЕМНЫХ НАНОСЕКУНДНЫХ РАЗРЯДОВ В ПЛОТНЫХ ГАЗАХ

Л. П. Бабич, И. А. Березин, Т. В. Лойко, М. Д. Тарасов

Проведено спектральное и пространственно-временное исследование свечения наносекундных объемных разрядов в воздухе атмосферной плотности при больших перенапряжениях. Показано, что температура электронов в прикатодной области не превышает 2 эВ, несмотря на большую плотность тока ($\sim 10^5 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$) и высокое напряжение $U_0 = 100 \text{ кВ}$. Объемность разрядов объясняется тем, что заряд, в основном, переносится потоком убегающих электронов. Природа электронов с энергией $\varepsilon > eU_0$ может объясняться самоускорением на фронте поляризующегося стримера, развивающегося в прикатодной области разрядов.

Наносекундные объемные разряды при давлениях порядка атмосферного и больших перенапряжениях (далее просто НОР) исследовались в ряде работ [1-4]. Выяснено, что серьезной причиной, затрудняющей получение НОР, является формирование катодного пятна [3]. Однако появление последнего не обязательно приводит к контрагированному каналу: в [4] при плотностях тока на аноде $j(d) \simeq 10^3 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$ объемность разрядов нарушалась лишь малыми сгустками плазмы в прикатодной области вблизи катодного пятна (рис. 1а). Плотность тока в области прикатодной плазмы была $j \simeq 10^5 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$. Объемность разрядов в [4] связывается с ускорительными процессами в сильных электрических полях на фронте прикатодных плазменных образований, формирующихся из электроннх лавин, перерастающих в стримеры [5,6]. Чтобы эти процессы существенным образом влияли на развитие разряда, необходимы не только большие перенапряжения, но и большая абсолютная величина напряжения U_0 . В этом случае электроны могут набрать энергию ε , достаточную для попадания в область «падающих» сечений взаимодействия $\sigma(\varepsilon)$ с атомами и дальнейшего «убегания» вплоть до анода.

Согласно работе [7] контрагированные каналы формируются в воздухе при $P = 760 \text{ Тор}$ лишь для разрядов с малыми межэлектродными расстояниями $d \leq 0,5 \text{ см}$. Оценки, выполненные на основании данных [7], показывают, что при малых d в электродной области поле без учета пространственного заряда оказывается $E \simeq e^{-1} (d\varepsilon/dx)_{\text{in}}^{\text{max}}$, где $(d\varepsilon/dx)_{\text{in}}^{\text{max}}$ — максимальное значение неупругих энергетических потерь электронов на единице пути. Это означает, что в режим непрерывного ускорения вовлекаются все электроны, в том числе и с энергией в области максимума сечения ионизации $\sigma_i(\varepsilon)$. Интенсивно ионизируя газ на своем пути к аноду, они формируют контрагированный канал. Если же $d > 1 \text{ см}$, то в [7] величина E значительно меньше $e^{-1} (d\varepsilon/dx)_{\text{in}}^{\text{max}}$, и убегают только электроны, имеющие энергию в области падающих $\sigma(\varepsilon)$. В [4] показано, что убегающие электроны и созданные ими вторичные электроны определяют величину основного тока НОР. Относительно слабое взаимодействие убегающих электронов с газом обуславливает диффузный объемный вид разрядов при $d > 1 \text{ см}$. Непосредств-

венная регистрация убегающих электронов при высоком давлении газа затруднена сильным поглощением в газе и аноде. При атмосферном давлении в воздухе зарегистрированы только электроны с энергией, в несколько раз превышающей eU_0 [4, 8, 9].

В данной работе преследуются две цели: экспериментальным путем доказать определяющую роль ускорительных процессов в формировании НОР и ограничить круг возможных механизмов ускорения электронов до энергии eU_0 . Для доказательства определяющей роли убегающих электронов в переносе заряда через промежуток проведены измерения скорости распространения свечения в сторону анода и оценена степень нагрева диффузной области разряда. Чтобы выявить механизм ускорения электронов до энергии $\varepsilon > eU_0$, выполнены эксперименты, позволяющие оценить «температуру» T_e электронов и их концентрацию n_e в прикатодной плазме НОР. Малые размеры последней, ее неоднородность, кратковременность и существенная нестационарность процесса, а также высокая напряженность внешнего поля E_0 ограничивают точность измерений T_e и n_e .

Результаты экспериментов. 1. С целью определения T_e и n_e были выполнены исследования светового излучения самостоятельных НОР в условиях, аналогичных [4, 7–9]. Разряды осуществлялись в воздушном промежутке длиной $d=1,5$ см при $P=760$ Тор. Анодом служила алюминиевая фольга толщиной 8 мкм. В качестве катодов использовались массивные цилиндрические конусы с углом заострения при вершине $2\alpha=60^\circ$, изготовленные из стали или вольфрамового сплава. На разрядный промежуток подавался импульс высокого напряжения с амплитудой 140 кВ и длительностью фронта $\tau_f \leq 0,6$ нс [10]. Разрядная емкость составляла $C=50$ пФ. На промежутке реализовывался импульс напряжения с амплитудой $U_0 \simeq 100$ кВ, обеспечивавший импульсы тока амплитудой $I \simeq 1,5$ кА, длительностью фронта $\tau_I \leq 0,6$ нс и длительностью на уровне $0,1 \Delta t_I \simeq 6$ нс. Характерный внешний вид разряда демонстрируется на рис. 1а. Наблюдается яркая прикатодная плазма размером $r_p \simeq 1$ мм и область относительно слабого диффузного свечения, занимающая остальную часть объема вплоть до анода. В случае более однородных полей диффузная область отделена от плазмы «темным» пространством [4].

2. На первом этапе работы проводилось исследование интегрального по времени спектра разряда. Для съемки спектра использовался кварцевый спектрограф ИСП-22 и спектральные пластинки типа Ш. Расшифровка осуществлялась по дуговому спектру железа (низ рис. 1б). Вследствие малой интенсивности свечения разряда спектральная картина, достаточно четкая для анализа, получалась за 30 импульсов.

Спектрограмма, полученная для разрядов с вольфрамовым катодом, изображена в верхней части рис. 1б. Две области на спектрограмме соответствуют излучающим областям разряда. В спектре свечения прикатодной плазмы имеется интенсивный континуум с максимумом в интервале длин волн 440–480 нм, чему для абсолютно черного тела соответствовала бы температура $T \simeq 0,52 \div 0,56$ эВ. Обнаружены восемь линий, принадлежащих однократно ионизованному азоту N II: 630,054; 594,165; 500,515; 464,309; 462,139; 460,715; 444,703; 399,500 нм, а также линия H_α (656,285 нм). На фоне континуума наблюдаются линии материала катода. В случае вольфрамового катода обнаружены только четыре легко возбуждающиеся линии W I: 430,211; 429,461; 407,436 и 400,875 нм. В разрядах со стальным катодом зарегистрировано более сотни искровых линий Fe II и семнадцать искровых линий Cr II. Линии ионов с более высокой кратностью ионизации не обнаружены. Область диффузного свечения излучает только интенсивные по-

лосы второй положительной системы N_2 (переходы $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$): 405,94; 399,84; 394,30; 380,49; 375,54; 371,05; 357,69; 353,67; 337,13; 330,80; 315,93; 313,60 нм. Эти же полосы наблюдаются и в прикатодной плазме. Излучение кислорода и атомов N отсутствует.

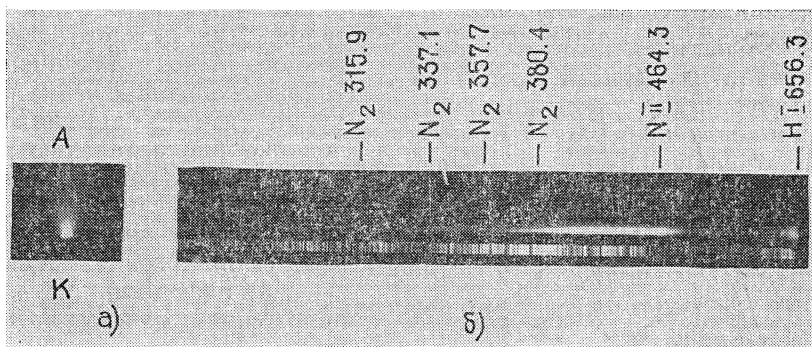


Рис. 1. Излучение разрядного промежутка;

а) внешний вид тела свечения разряда, б) спектрограмма, иллюстрирующая спектр разряда вдоль оси промежутка.

По отношению интенсивностей двух спектральных линий известным методом Орнштейна можно оценить температуру распределения частиц прикатодной плазмы по возбужденным уровням T , которая дает представление о величине T_e (в равновесии $T=T_e$). Для корректной оценки T следовало бы воспользоваться линиями с максимальной энергией возбуждения [11]. В нашем случае это линии N II, энергия возбуждения которых 20—23 эВ. Но эти линии значительно уширены и с трудом различаются на фоне континуума. Поэтому оценка T проводилась по линиям Fe II, лежащим в интервале $\Delta\lambda=270\div 275$ нм, с энергией возбуждения 5—7 эВ. Получено значение $T \approx 1,8$ эВ. Концентрация электронов в прикатодной плазме, определенная по уширенной линии H_{α} [12] (полуширина 1,3 нм), оказалась равной $n_e \approx \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. За время импульса концентрация газа в прикатодной плазме практически не меняется из-за относительно малых скоростей молекул и атомов и, следовательно, степень ионизации равна $i \approx 10^{-2}$. По формуле Саха это значение соответствует температуре электронов $T_e \approx 1$ эВ. Характерное время установления равновесного распределения электронов по энергиям достаточно мало ($\tau_{ee} \sim 10^{-12} \text{ с}$).

3. Следующий этап исследований состоял в проведении спектральных измерений с разрешением во времени. Исследование поведения во времени различных участков спектра проводилось с помощью монохроматора МДР-2, фотоэлектронного умножителя СФ-5 и осциллографа И2-7. Разряды осуществлялись в камере с вольфрамовым катодом. В отличие от [1] обнаружено, что свечение полос N_2 и линий N II в прикатодной области начинается на 1—2 нс раньше появления континуума и линий металла, как и должно быть по физике процесса: эрозия катода следует с некоторой задержкой относительно появления тока. Продолжительность высвечивания полос N_2 и всех линий незначительно превышает длительность импульса тока.

Исследование зависимости интенсивности прикатодного континуума от времени проводилось в диапазоне длин волн 310—580 нм. Внутри этого диапазона были выбраны двадцать участков, свободных от линий. На рис. 2 приведены кривые зависимости от времени интенсивности излучения I континуума на трех длинах волн с учетом спектральной чувствительности аппаратуры. Со временем максимум континуума сдвигается в область больших длин волн. Его интенсивность возрастает в течение первых 6 нс, в соответствии с длительностью им-

пульса тока. Продолжительность излучения континуума на полувысоте составляет ~ 10 нс в исследованном диапазоне длин волн. Зависимость спектрального распределения излучения континуума от времени проводилась в интервале времени от 3 до 16 нс относительно момента приложения импульса напряжения. Вне этого интервала измерения невозможны из-за малой величины сигналов. Для каждого фиксированного момента времени спектральное распределение континуума имеет один максимум подобно распределению Планка, но несколько быстрее, чем последнее, уменьшается по мере удаления по шкале длин волн от положения максимума λ_{\max} . За время между 3 и 16 нс положение максимума сдвигается от $\lambda_{\max} = 430$ нм до $\lambda_{\max} = 490$ нм, что по закону смещения Вина соответствует уменьшению цветовой температуры от $T_{\text{ц}} \approx 0,58$ эВ до $T_{\text{ц}} \approx 0,51$ эВ. Эти значения близки к температуре кипения вольфрама.

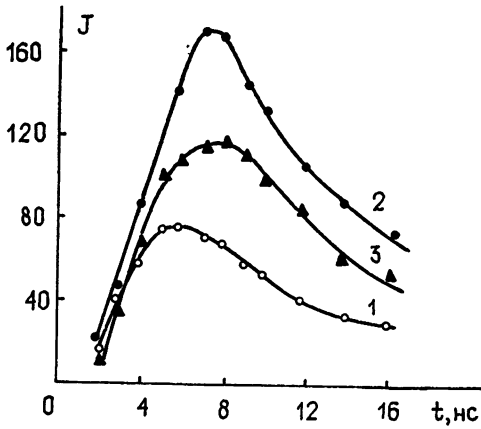


Рис. 2. Зависимость интенсивности излучения континуума прикатодной плазмы от времени: 1 — $\lambda = 310$ нм; 2 — $\lambda = 451$ нм; 3 — $\lambda = 540$ нм (J в относительных единицах).

энергии электронов в лавинах, которая в наших условиях, по видимому, близка к 5 эВ [13]. Это естественно, поскольку плазма в отличие от лавин квазинейтральна. Начиная с момента лавинностримерного перехода напряженность поля внутри ионизированной области становится очень малой величиной. Там электроны только теряют энергию. Подставляя в формулу $I \approx en_e v_e r_p^2$, $I = 1,5$ кА, $n_e = 2 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$, $r_p = 0,1$ см, находим для направленной скорости электронов $v_e \approx 5 \cdot 10^6$ см \cdot с $^{-1}$, что по крайней мере на порядок меньше скорости дрейфа лавин в наших условиях [14]. Степень ионизации i плазмы тем не менее на несколько порядков превышает i газа в стадии электронных лавин. Это объясняется тем, что при равновесном распределении электронов высокоэнергетический «хвост» гораздо больше, чем у распределения электронов по энергиям в лавине.

4. Генерация электронов с энергией ϵ , существенно превышающей eU_0 , может быть связана со стохастическим ускорением электронов в турбулентных полях прикатодной плазмы НОР, которое обычно реализуется в горячей сильноионизованной плазме [15]. Как показано в [16], при $P = 760$ Тор стохастическое ускорение вероятно, если $T_e \approx 100$ эВ и концентрация плазмы $n_e \approx 10^{20}$ см $^{-3}$. В [4] показано, что такие параметры плазмы могут реализовываться по крайней мере вблизи микровыступов на катоде до их взрыва в областях размером $\sim 10^{-2}$ см.

Плазма, нагретая до температуры $T_e \approx 100$ эВ, должна излучать в рентгеновской области. Были проведены эксперименты с целью регистрации мягкого рентгеновского излучения из прикатодной плазмы НОР. Для этих экспериментов катод и анод были изготовлены в виде скрещенных цилиндров. Диаметры электродов и расстояние между ними подбирались таким образом, чтобы доза рентгеновского излучения, измеряемая через боковое окно камеры, равнялась дозе при обычной форме электродов. Детектором рентгеновского излучения служила

фотопленка типа УФ-ВР, чувствительная к излучению с нанометровыми длинами волн. Пленка в алюминиевом пакете толщиной 8 мкм крепилась на катод с помощью медной фольги, имеющей несколько отверстий. Около центрального отверстия выгибался небольшой медный зубчик с целью локализации разряда. Роль медной фольги состояла в улучшении электрического контакта и исключении локального нагрева пленки. Измерения мягкого рентгеновского излучения прикатодной плазмы велись на фоне тормозного излучения потока электронов с энергией $\varepsilon > eU_0$. Для снижения дозы последнего D_e анод выполнялся из алюминиевой фольги с толщиной, меньшей длины свободного пробега электронов с $\varepsilon > eU_0$. Было проведено около сорока опытов при различном числе разрядов. В результате не удалось обнаружить какое-либо превышение почернения пленки вблизи плазмы над фоновым почернением. Выясним, можно ли зарегистрировать рентгеновское излучение плазмы на фоне D_e . Запишем отношение дозы излучения D_p плазмы к D_e :

$$\frac{D_p}{D_e} \approx \frac{(\tau + \sigma_\beta)_{Ag}^{(p)} n_e^{(p)} r_p^3 n_g \kappa_g S_a v_{Te} \Delta t_I \exp(-\mu_{Al} \delta_{Al})}{(\tau + \sigma_\beta)_{Ag}^{(e)} N_e n_a \kappa_a r^2 \delta \exp(-\sum_i \mu_i \delta_i)}$$

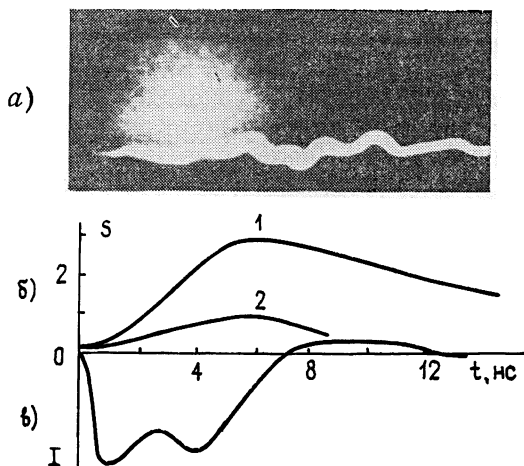


Рис. 3. а) Пространственно-временная картина развития свечения разряда; б) зависимость почернения пленки S от времени: 1 — для диффузной области; 2 — для прикатодной плазмы; в) осциллограмма тока ($I^{\max} = 1,5 \text{ кА}$).

Здесь индекс p относится к плазме, a — к аноду, e — к электронному потоку, κ — эффективное торможение ($\kappa \sim Z^2$), $\delta = 8 \text{ мкм}$ — толщина анода, $S_a \approx 10 \text{ см}^2$ — излучающая поверхность анода, $n_g \approx 5,4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ — концентрация атомов воздуха при $P = 760 \text{ Тор}$, $(\tau + \sigma_\beta)_{Ag}$ — суммарный коэффициент фотопоглощения и некогерентного поглощения энергии квантов в пленке, $v_{Te} \Delta t_I$ — путь, проходимый тепловыми электронами плазмы за время протекания тока, r — расстояние от излучающей поверхности плазмы до отверстия. Нижняя экспонента учитывает поглощение рентгеновского излучения от потока электронов во всех слоях, верхняя — поглощение рентгеновского излучения плазмы в слое алюминиевой фольги. Полагая $N_e \approx 10^9$ [8, 9], $r \approx r_p \approx 0,1 \text{ см}$, $\Delta t_I \approx 6 \text{ нс}$, $\exp(-\mu_{Al} \delta_{Al}) \approx 5 \cdot 10^{-5}$ для $T_e^{(p)} \approx 100 \text{ эВ}$ [17], $\exp(-\sum_i \mu_i \delta_i) < 1$, $(\tau + \sigma_\beta)_{Ag}^{(p)} \gg (\tau + \sigma_\beta)_{Ag}^{(e)}$, находим, что при $T_e^{(p)} \approx 100 \text{ эВ}$ D_p была бы сравнима с D_e уже при $n_e^{(p)} \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} \ll 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Так как рентгенов-

ское излучение плазмы не зарегистрировано, то температура ее электронов гораздо ниже 100 эВ. Этот вывод остается в силе, если принять в качестве r_p размер наиболее плотной плазмы 10^{-2} см [4].

5. На рис. 3а изображена пространственно-временная картина развития свечения, полученная с помощью фотоэлектронного регистратора ФЭР-2, для разрядов в камере с коническим катодом, имевшим полусферическую рабочую поверхность радиусом 3 мм. Картина соответствует внешнему виду разряда, приведенному в [4]. Прикатодная плазма отделена от области диффузного свечения темным пространством. Осцилляции развертки прикатодной области представляют собой результат наводки на ФЭР. Длительность диффузного свечения в объеме разряда практически совпадает с длительностью тока Δt_I . Прикатодная плазма в течение Δt_I расширяется, интенсивность ее излучения растет. С прекращением тока прикатодная плазма остывает, интенсивность ее излучения уменьшается, хотя и регистрируется в течение 1 мкс. Средняя в Δt_I скорость расширения плазмы $\sim 3 \cdot 10^7$ см·с⁻¹. Скорость распространения диффузного свечения очень велика: нижняя ее граница $2 \cdot 10^9$ см·с⁻¹. Пространственное разрешение не позволяет оценить ее точнее.

На рис. 3б приведены результаты фотометрирования фэрограммы, изображенной на рис. 3а. S — почернение на пленке. Приблизительно в течение 0,6 нс интенсивности излучения прикатодной области и объемного диффузного свечения совпадают. За время $\tau_I \leq 0,6$ нс ток нарастает до максимального значения (рис. 3в). В первую наносекунду прикатодная область светится диффузно. Как уже отмечалось, в это время здесь излучаются только полосы N_2 и линии $N II$. Вскоре после достижения током максимального значения появляются линии металла и интенсивный континуум, излучение прикатодной плазмы резко усиливается.

Обсуждение результатов экспериментов. Выводы. Таким образом, прикатодная плазма НОР нагрета до относительно небольших температур. Электронная температура прикатодной плазмы не превышает $T_e \simeq 2$ эВ, а степень ионизации—значения $i \simeq 10^{-2}$. Отсутствие линий высокоионизованных атомов и рентгеновского излучения в спектре прикатодной плазмы также свидетельствует о сравнительно слабом нагреве. Основной объем разряда вообще остается холодным, поскольку там излучаются лишь полосы N_2 , что при большой плотности тока и высоком напряжении может быть объяснено только тем, что определяющую роль в переносе заряда играют убегающие электроны. Температура и концентрация электронов прикатодной плазмы слишком невелики, чтобы обеспечить малость столкновительной диссипации плазменных колебаний в процессе спектральной перекачки последних в область фазовых скоростей, близких к скорости света. Поэтому «горячие» ускорительные механизмы типа стохастического ускорения электронов в нашем случае представляются маловероятными. Более естественным представляется механизм, не требующий высоких T_e , а обусловленный высокой скоростью ионизационных процессов в сильном электрическом поле.

Из сравнения осциллограммы тока, фэрограммы и результатов ее фотометрирования (рис. 3) можно сделать следующие заключения. За время нарастания тока $\tau_I \leq 0,6$ нс до максимального значения в прикатодной области развивается диффузный стример, отделенный на рис. 3а «темным» пространством от остального объема. В течение этого времени интенсивность излучения прикатодного стримера и всей остальной области объемного свечения одинаковы, хотя стример излучает полосы N_2 и линии $N II$, а остальной объем — только полосы N_2 . Скорость распространения объемного свечения существенно больше $d \tau_I^{-1} \simeq$

$\approx 1,5 \text{ см}/0,6 \cdot 10^{-9} \text{ с} \approx 2,5 \cdot 10^9 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$, так как свечение возникает одновременно с появлением тока проводимости. Столь высокая скорость также свидетельствует о переносе тока убегаящими и созданными ими вторичными электронами. Отметим, что $d\tau_l^{-1}$ практически совпадает с нижней границей скорости распространения объемного свечения, полученной из фэрограммы. Внешний вид разряда исключает объяснение большой скорости нарастания тока механизмом, связанным с предионизацией газа фотонами, излученными в прикатодной области: фотоны прежде всего должны инициировать лавины вблизи стримера, и темное пространство отсутствовало бы.

Электроны с энергией $\epsilon > eU_0$ генерируются в начальной стадии НОР на фронте тока, а их энергия и количество почти не зависят от амплитуды импульсов тока и напряжения [9]. Их происхождение наиболее естественным образом объясняется поляризационным самоускорением [18–20] на фронте первичного стримера, развивающегося с колоссальной скоростью в прикатодной области разряда в первую наносекунду.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев С. И., Новикова Г. М.—ЖТФ, 1975, 45, № 3, с. 1692.
2. Месяц Г. А., Бычков Ю. И., Кремнев В. В.—УФН, 1972, 107, № 2, с. 201.
3. Королёв Ю. Д., Кузьмин В. А., Месяц Г. А., Ротштейн В. П.—ЖТФ, 1979, 49, № 2, с. 410.
4. Бабич Л. П., Лойко Т. В., Тарасова Л. В.—Изв. вузов—Радиофизика, 1977, 20, № 4, с. 637.
5. Бабич Л. П., Станкевич Ю. Л.—ЖТФ, 1972, 42, № 8, с. 1669.
6. Kuphardt E. E., Byszewski W. W.—Phys. Rev., 1980, 21, № 6, p. 2069.
7. Тарасова Л. В., Худякова Л. Н.—ЖТФ, 1969, 39, № 8, с. 1530.
8. Тарасова Л. В., Худякова Л. Н., Лойко Т. В., Цукерман В. А.—ЖТФ, 1974, 44, № 3, с. 564.
9. Бабич Л. П., Лойко Т. В., Тарасова Л. В.—ЖТФ, 1978, 48, № 8, с. 1617.
10. Лойко Т. В., Эльяш С. Л., Калиновская Н. И.—ПТЭ, 1981, № 2, с. 98.
11. Суходрев Н. К., Мандельштам С. Л.—Оптика и спектроскопия, 1959, 6, № 6, с. 723.
12. Грим Г. Спектроскопия плазмы.—М.: Атомиздат, 1969.
13. Schlumbohm H.—Zs. Phys., 1965, 184, p. 492.
14. Schlumbohm H.—Zs. Phys., 1965, 182, p. 317.
15. Цитович В. Н. Теория турбулентной плазмы.—М.: Атомиздат, 1971.
16. Бабич Л. П.—ЖТФ, 1974, 44, № 9, с. 1846.
17. Подгорный М. М. Лекции по диагностике плазмы.—М.: Атомиздат, 1968, с. 124.
18. Аскарьян Г. А.—Письма в ЖЭТФ, 1965, 1, с. 44.
19. Аскарьян Г. А.—Письма в ЖЭТФ, 1965, 2, с. 179.
20. Аскарьян Г. А.—Труды ФИАН СССР, 1973, 66, с. 66.

Поступила в редакцию
19 октября 1981 г.

THE ROLE OF ACCELERATION PROCESSES IN FORMATION OF VOLUME NANOSECOND DISCHARGES IN DENSE GASES

L. P. Babich, I. A. Berezin, T. V. Lojko, M. D. Tarasov

Spectral and space-time investigation of nanosecond volume discharge glow in the air of atmospheric density at large overvoltages have been made. It has been shown that the temperature of electrons in the near-cathode region does not exceed 2 eV despite of the large density of the current ($\sim 10^5 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$) and large voltage $U_0 = 100 \text{ kV}$. The volumeness of discharges is explained by the fact that the charge is transferred mainly by the flux of run-away electrons. The nature of electrons with the energy $\epsilon > eU_0$ may be explained by self-acceleration at the front of polarizing streamer which develops in the near-cathode region of discharges.