

УДК 533;537.5

ПОТОКИ НАПРАВЛЕННОГО ДРЕЙФА И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ДОМЕНЫ В ПЛАЗМЕ

© 2019 г. А. Г. Орешко*

Московский авиационный институт
(национальный исследовательский университет), Москва, Россия

*E-mail: Oreshko_Alex@mail.ru

Поступила в редакцию 20.02.2019 г.

После доработки 16.05.2019 г.

Принята к публикации 16.05.2019 г.

Показано, что электрические домены в плазме зарождаются из-за неравенства потоков направленного дрейфа заряженных частиц. Время их зарождения приближенно равно максвелловскому времени релаксации пространственного заряда. Теоретически получено, что частота волн пространственного заряда и постоянная времени нарастания (затухания) флуктуаций при доменной неустойчивости определяются дифференциальной проводимостью плазмы. В газоразрядной плазме имеются режимы генерации электрических доменов, которые характерны для полупроводниковой плазмы.

DOI: 10.1134/S0040364419060127

ВВЕДЕНИЕ

Вещество в экстремальном состоянии существует как на Земле, так и в космосе [1]. Одной из форм существования вещества, как известно, является плазма. В теоретическом описании плазму принято считать квазинейтральной средой, в которой нарушение нейтральности имеет место при характерном размере меньше дебаевской длины экранирования. Однако в плазменных экспериментах наблюдаются структуры с пространственным зарядом, нарушение нейтральности в которых происходит на характерном размере, превышающем дебаевскую длину экранирования. Такие структуры впервые были обнаружены Дж. Ганном в твердотельной полупроводниковой плазме [2] и получили название “электрические домены”. Электрический домен состоит из области (слоя) с избыточным отрицательным зарядом. Расстояние между слоями домена превышает дебаевскую длину экранирования. Домены в целом являются квазинейтральными. Из-за малого расстояния между указанными областями даже при незначительном напряжении имеется сильное электрическое поле [3]. Характерные скорости движения плоских и эллиптических доменов в плазме находятся в диапазоне от 2×10^7 до 2×10^8 см/с. Причиной появления электрических доменов является неравенство потоков направленного дрейфа заряженных частиц в плазме. Зарождение домена сопровождается генерацией поперечной электромагнитной волны. Доменная неустойчивость была также обнаружена в плазме

тлеющего высоковольтного разряда [4], в несамостоятельном разряде [5, 6] и в катодной плазме в магнитно-изолированном диоде электронного ускорителя микросекундной длительности [7]. Следует отметить, что устойчивость широких доменов в плазме исследовалась в работах [8, 9].

Изучение электрических доменов, а также процессов и явлений, которые происходят во время их генерации и разрушения, актуально не только для корректного понимания лабораторной и космической плазмы, но и для создания устройств, с помощью которых можно решить стоящую перед человечеством проблему энергии. Все теоретические результаты данной работы получены на основе выполненных автором экспериментов.

СТРУКТУРИЗАЦИЯ ПЛАЗМЫ В РАЗРЯДАХ

Как установлено в плазмодиффузионных разрядах с ростом вкладываемой в разряд энергии увеличивается количество токоплазменных каналов (ТПК) между катодом и анодом. Можно предположить, что один токоплазменный канал может пропустить некоторое предельное значение тока. Однако принцип минимума затрат мощности при пробое требует минимума импеданса нагрузки, который достигается при росте количества ТПК. С ростом числа ТПК снижается результирующая индуктивная составляющая импеданса и пробой происходит при минимальных затратах мощности. Отметим также, что радиальный ток одинаковой плотности при пробое по поверхности изолятора, имеющего форму диска, в принципе протекать не может, так как (следуя Максвеллу) ток

должен порождать азимутальное магнитное поле. Поэтому пробой происходит по нескольким каналам. Токоплазменный канал в плазмофокусном разряде имеет структуру полностью идентичную структуре лидера в искровом разряде. В головной части ТПК имеется область с сильным электрическим полем — электрический домен. Электрические домены образуются в момент времени, предшествующий пробую в приэлектродной области, в которой устанавливается сильное электрическое поле. Благоприятные условия для их генерации имеются в области “тройных” точек — на стыке металлического электрода, диэлектрика (изолятора) и газа [10]. Напряженность электрического поля в “тройных” точках может достигать 10^6 В/см.

Структуризация плазмы в виде более ярко светящихся токоплазменных нитей, ориентированных вдоль оси разрядной кварцевой трубы, была обнаружена в экспериментах по сильноточным самостягивающимся разрядам [11] с помощью сверхскоростной киносъемки разряда. В условиях выполненных в данной работе экспериментов (использовался генератор импульсов тока) ток в разряде имел характер, близкий к затухающему гармоническому. На осциллограммах тока в первом полупериоде имеются две характерные особенности, в области которых ток вначале падает, а затем снова начинает расти. Момент первой особенности на осциллограмме тока в пределах точности экспериментов совпадал с формированием тонкого плазменного шнура, стянутого к оси. Наличие особенностей на осциллограмме тока коррелирует с особенностями на осциллограмме напряжения. Однако этот факт так и не был отмечен, а вольт-амперная зависимость не была построена.

В экспериментах по самостягивающимся разрядам, приведенным в [12], также использовалась

скоростная киносъемка свечения плазмы. До момента появления первой особенности на поверхности шнура обнаружены возмущения с выраженной пространственной периодичностью. Более детальную информацию о структуризации в прямом пинче удалось получить только при фоторегистрации с использованием ячейки Керра [13]. Структуризация плазмы в виде плазменных каналов между катодной плазмой и анодом наблюдалась в магнитно-изолированном диоде ускорителя микросекундной длительности в стадии, предшествующей стадии нарушения магнитной изоляции [7]. Каналы появлялись из-за разрушения электрических доменов в области анода и наработки плазмы между анодом и катодом. Необходимо отметить, что плазменные каналы являются следствием, а не причиной наблюдаемой в этих экспериментах структуризации.

Плазменные образования, создающие плазменные перемишки между катодной плазмой и анодом, были зарегистрированы также в диоде ускорителя наносекундной длительности импульса [14]. Инжекция образований коррелировала с быстрыми электронами, порождающими жесткое тормозное излучение. Скорость движения образований в экспериментах [14] также является характерной скоростью для электрических доменов (5×10^7 см/с). Совокупность полученных экспериментальных данных дает достаточные основания полагать, что в экспериментах [14] также регистрировались электрические домены, разрушение которых и приводило к появлению плазменных перемишек. Следует отметить, что какие-либо теоретические объяснения в работе [14] отсутствовали.

В экспериментах по пробую у поверхности диэлектрика, схема которых дана на рис. 1а, была осуществлена прямая регистрация электрическо-

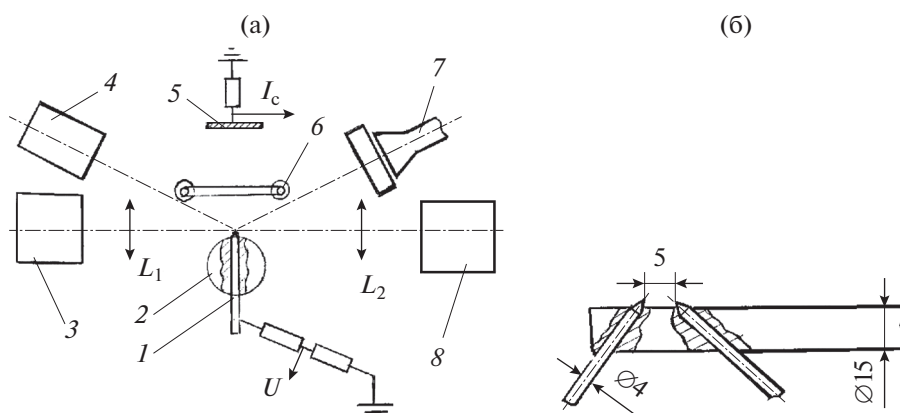


Рис. 1. Схема эксперимента по исследованию пробоя у поверхности диэлектрика (а) и схема разрядной ячейки (б): 1 — электрод, 2 — изолятор ячейки, 3 — электронно-оптическая камера “ФЭР-7”, 4 — полупроводниковый детектор, 5 — коллектор быстрых электронов, 6 — пояс Роговского, 7 — блок регистрации СВЧ-излучения, 8 — электронно-оптический преобразователь, L — линза.

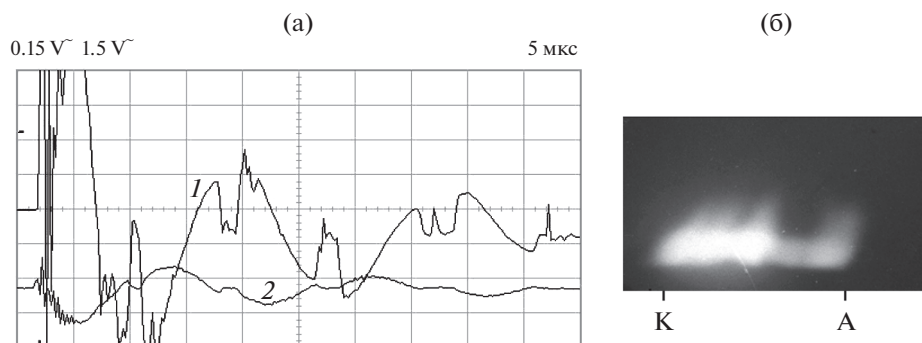


Рис. 2. Осциллограммы приложенного напряжения (1) и тока (2) (а), развертка — 5 мкс/дел, и изображение электрического домена (б), движущегося от катода (К) к аноду (А) в начальной стадии пробоя.

го домена, который появляется при пробое в начальной стадии разряда. Схема используемой в экспериментах разрядной ячейки дана на рис. 1б. Напряжение в разряде регистрировалось омическим делителем, изготовленным из низкоиндуктивных резисторов типа ТВО, а ток в электрической цепи определялся с помощью шунта обратного тока. Осциллограммы приложенного напряжения и тока в разряде даны на рис. 2а, а изображение домена в межэлектродном пространстве, движущегося от катода к аноду, дано на рис. 2б. Амплитуда приложенного напряжения составляла 8.5 кВ, а тока — 30 А. Из рис. 2а следует, что полочки на осциллограмме тока коррелируют со всплесками напряжения на осциллограмме напряжения. Они обусловлены переходом части электронов плазмы из проводящего состояния в связанное — в слои избыточного отрицательного заряда электрических доменов. Это приводит к снижению проводимости плазмы, а дифференциальная проводимость становится отрицательной. В области под коллектором были обнаружены быстрые электроны с энергией 80 кэВ. Их существование обусловлено набором энергии в поле поперечных электромагнитных волн, которые образуются при разделении зарядов и генера-

ции электрических доменов. Сверхвысокочастотное (СВЧ) электромагнитное излучение регистрировалось детектором, который был установлен за поглотителем из фторопласта.

В проведенных экспериментах кроме аномальных образований, которые появлялись в начальной стадии, с помощью двухкаскадного электронно-оптического преобразователя на основе ЭП-15 регистрировалось свечение плазмы в околоэлектродной области с экспозицией 5 нс и интервалом времени 5 мкс между кадрами. Эпограммы свечения для двух моментов времени даны на рис. 3. На эпограммах имеются крупномасштабные образования типа спиц и мелкомасштабные — “горячие” точки. Их размер составляет 20–30 мкм. Структуризация в виде страт наблюдалась автором при пробое с искажением поля в искровом разряде. Развертка свечения плазмы для одного из запусков в экспериментах приведена на рис. 4. Наличие страт связано с прохождением стабильных электрических доменов, находящихся в головной части лидера и появляющихся каждый раз при перемене полярности напряжения.

Ранее в экспериментах по плазменному фокусу были зарегистрированы плазмоиды [15], а в

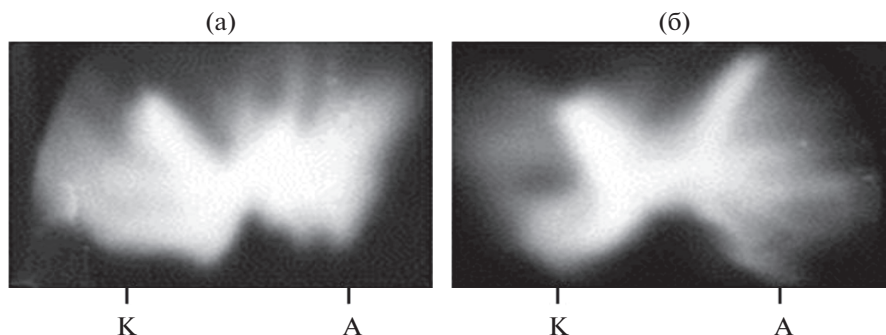


Рис. 3. Эпограммы свечения плазмы при пробое у поверхности диэлектрика для значений времени от начала роста напряжения: (а) — 7.5 мкс, (б) — 17.5 мкс; экспозиция — 5 нс.



Рис. 4. Развертка свечения плазмы в искровом разряде.

плазменных пушках — плазменные форсгустки [16]. Скорость движения форсгустков на порядок превышала скорость движения основной части плазмы и также являлась характерной для электрических доменов, которые были впервые обнаружены в твердотельной полупроводниковой плазме [2, 7].

Совокупность полученных автором экспериментальных данных дает достаточные основания для вывода о том, что наблюдаемая в экспериментах структуризация обусловлена каналированием тока, генерацией и последующим разрушением доменов. Очевидно, что механизм появления “горячих точек” в плазмодиффузионном разряде точно такой же, как и механизм появления аномальных образований при пробое у поверхности диэлектрика. В отличие от плоских или эллиптических доменов, наблюдаемых в электрических разрядах, в природе существуют также электрические домены сферической формы, в частности шаровая молния [18]. Она состоит из вращающихся структурных элементов: ядра и наружной сферической оболочки [19, 20]. В ядре имеется больше электронов, чем ионов. В наружной оболочке больше положительных заряженных частиц, чем отрицательных. Избыток зарядов одного сорта и недостаток другого в структурном элементе шаровой молнии резко снижает возможность рекомбинации из-за захвата электрона ближайшим ионом. Поэтому время существования шаровой молнии значительно увеличивается по сравнению с квазинейтральной плазмой [19, 20].

МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДОМЕНОВ В ПЛАЗМЕ

Рассмотрим причины образования в плазме областей с сильным электрическим полем. Падение напряжения в плазме определяется конечным значением ее проводимости. Напряжение на выходе источников питания в большинстве случаев обеспечивает в плазме напряженность электрического поля E , превышающую критическое значение Драйзера [21]:

$$E_k = 10^{-8} \frac{nZ^2}{T_e}. \quad (1)$$

Отметим, что имеются и другие формулы для критического значения Драйзера [22]. Как известно, при напряженности электрического поля, которая превышает критическое значение, электроны переходят в состояние “убегания” от столкновений. При некотором значении напряженности поля направленная скорость электронов превышает их тепловую скорость. Из (1) следует, что с ростом электронной температуры происходит снижение критического значения напряженности поля E_k . При убегании основная часть электронов получает от поля больше энергии на длине свободного пробега, чем теряет ее во время столкновений. Имеет место процесс непрерывного ускорения. В значительной мере переходу электронов в состояние “убегания” от столкновений способствует явление каналирования тока в плазме. Оно связано со стремлением системы кулоновски взаимодействующих частиц переходить из состояния с высоким значением потенциала к состоянию с минимальным значением при минимальных затратах мощности, следуя принципу Энгеля—Штеенбека. Минимум мощности при переходе достигается при минимуме импеданса нагрузки. В плазмодиффузионном разряде минимум импеданса наблюдается при наличии значительного количества токоплазменных каналов. В тлеющем высоковольтном разряде атмосферного давления минимум импеданса реализуется при канально-нитеобразной структуре токопрохождения. Канальная структура тока имеет место и в неоднородной катодной плазме, поступающей в виде струй в продольное магнитное поле в магнитно-изолированных диодах. Очевидно, что локализация электронного тока в токовых трубках приводит к большим значениям температуры электронов T_e по сравнению со случаем одинаковой плотности тока в плазме и тем самым способствует появлению “убегающих” электронов при низких значениях напряженности электрического поля.

Как известно, когда напряженность электрического поля превышает индукцию магнитного поля ($E > B$), частицы также переходят в режим ускорения. Дрейф частиц в скрещенных гравитационном и магнитном полях также может привести к разделению зарядов. Этот случай имеет место не только в области “северных сияний”. В неоднородной плазме имеются градиенты давления (плотности). Электрические поля и градиенты плотности порождают в плазме потоки направленного дрейфа, которые для электронов и ионов имеют соответственно вид [23]

$$\Gamma_e = -n_e \mathbf{u}_e(\mathbf{E}) - D_e \nabla n_e, \quad (2)$$

$$\Gamma_i = n_i \mathbf{u}_i(\mathbf{E}) - D_i \nabla n_i, \quad (3)$$

где Γ — поток, n — концентрация, \mathbf{u} — дрейфовая скорость, D — коэффициент диффузии. Индексы

e и i относятся соответственно к электронам и ионам. Потоки частиц (2) и (3) определяются полевой и градиентной составляющими. Полевая составляющая зависит от напряженности электрического поля, градиентная — от коэффициента диффузии и градиента концентрации. Процесс разделения зарядов имеет коллективный характер. В области разделения имеет место неравенство потоков направленного дрейфа частиц, т.е. $\Gamma_e \neq \Gamma_i$. В сильном продольном электрическом поле из-за высокой подвижности электронов $\Gamma_e > \Gamma_i$. В магнитном поле при наличии градиента концентрации поперечные потоки направленного дрейфа определяются диффузией частиц. В слабом магнитном поле циклотронная частота ω_c много меньше частоты столкновений электронов с нейтральными атомами ν_m [24]. В этом случае поперечные потоки удовлетворяют неравенству $\Gamma_{e,\perp} > \Gamma_{i,\perp}$. В сильном магнитном поле ($\omega_c \gg \nu_m$) $\Gamma_{e,\perp} < \Gamma_{i,\perp}$. Пренебрегая влиянием ионизации, рекомбинации и столкновений, уравнения непрерывности запишем в виде

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\nabla \Gamma_e, \quad (4)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = -\nabla \Gamma_i. \quad (5)$$

Распределение напряженности электрического поля для плазмы с диэлектрической проницаемостью ϵ дается уравнением Пуассона

$$\nabla(\epsilon \mathbf{E}) = 4\pi \rho, \quad (6)$$

в котором ρ — пространственный заряд

$$\rho = e(n_i - n_e). \quad (7)$$

Входящие в правую часть (7) плотности компонент являются избыточными. Дифференцируя уравнение Пуассона по времени, а затем подставляя выражение для $\partial \rho / \partial t$ из (7) с учетом (4) и (5) и пренебрегая несущественными членами, получим дифференциальное уравнение, которое описывает изменение напряженности электрического поля \mathbf{E}_{ind} , индуцируемого при разделении зарядов:

$$\frac{\partial \mathbf{E}_{\text{ind}}}{\partial t} = \frac{4\pi e}{\epsilon} (\Gamma_e - \Gamma_i). \quad (8)$$

Из уравнения (8) следует, что эта напряженность пропорциональна разности потоков направленного дрейфа электронов и ионов. С учетом связи между скоростью и подвижностью частицы для плазмы при $n_e = Zn_i$ после перехода к полным производным уравнение (8) запишем в виде

$$\frac{d\mathbf{E}_{\text{ind}}}{dt} = \frac{4\pi e}{\epsilon} (n_e \mu_e(\mathbf{E}) - n_i \mu_i(\mathbf{E})) \mathbf{E}. \quad (9)$$

Так как подвижность ионов в сотни раз меньше подвижности электронов [25], то, пренебрегая зависимостью $\mu_i = \mu_i(\mathbf{E})$, из (9) получим дифференциальное уравнение с разделяющимися переменными

$$\frac{d\mathbf{E}}{dt} = \frac{4\pi e n_e \mu_e}{\epsilon} \mathbf{E}.$$

Его решение запишем в виде

$$\mathbf{E}_{\text{ind}} = \mathbf{E}_0 \exp(t/\tau_M), \quad (10)$$

где τ_M — максвелловское время релаксации заряда [26]:

$$\tau_M = \frac{\epsilon}{4\pi e n_e \mu_e}.$$

Из (10) следует, что напряженность индуцируемого поля изменяется по экспоненциальному закону. Левая часть уравнения (9) с точностью до множителя $1/c$ является плотностью тока смещения, входящего в уравнение Максвелла для электромагнитного поля, выражающее связь между ротором индукции магнитного поля и плотностями токов смещения и проводимости \mathbf{J} :

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}.$$

Таким образом, смещение или уход группы заряженных частиц одного сорта из некоторой области плазмы на расстояние L , превышающее дебаевскую длину экранирования λ_D , от группы частиц другого сорта приводит к появлению пространственного заряда и связанного с ним индуцируемого электрического поля. Появление электрического домена эквивалентно размещению в плазме конденсатора с электронной и ионной “пластинами”. Ток в плазме при этом будет снижаться из-за перехода части электронов плазмы, участвовавших в токопрохождении, из свободного состояния в связанное — в слои избыточного электрического заряда электрических доменов. Ток смещения имеется между слоями домена в процессе его зарождения и исчезновения (разрушения, гашения). Очевидно, что проводником или обратным токопроводом, соединяющим слои домена, выступает контактирующая с ними по периферии плазма, которая является элементом электрической цепи — ее нагрузкой. Поэтому возникающая в некоторой области плазмы флуктуация плотности частиц одного сорта не успеет исчезнуть из-за конечной проводимости плазмы и параметров цепи (емкости, индуктивности). Флуктуация плотности при зарождении домена будет нарастать до тех пор, пока результирующая все сил, создающих флуктуацию и приводящих к разделению зарядов, не уравновесится силой электрического притяжения между разноименно заряженными слоями домена. В этот момент

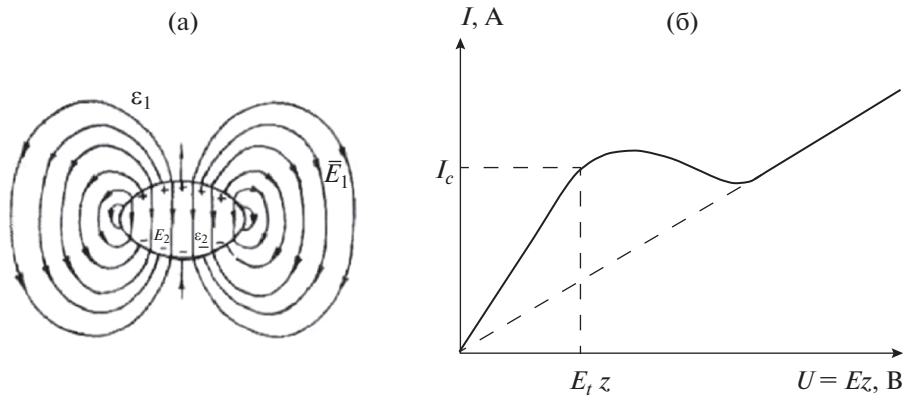


Рис. 5. Схема стабильного электрического домена эллипсоидальной формы (а) и N-образная вольт-амперная характеристика (б).

в плазме появляется стабильный электрический домен с сильным полем. Схема стабильного электрического домена приведена на рис. 5а.

Генерация домена происходит за время формирования t_f , которое превышает максвелловское время релаксации пространственного заряда τ_M . В физике полупроводников принято считать, что $t_f = 3\tau_M$ [26]. Стабильный домен не излучает электромагнитной энергии. Отметим, что процессы разделения зарядов могут протекать непрерывно. Они не во всех случаях завершаются формированием стабильных электрических доменов. При некоторых условиях домен может разрушиться, не выходя из плазмы [26].

Следует отметить, что в [27] с помощью математического моделирования методом частиц в ячейках получено, что при определенных условиях в газе возможен нелокальный характер убления электронов.

ДОМЕННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЫ

В плазме при наличии сильного электрического поля имеет место доменная неустойчивость [28]. В ряде плазменных экспериментов наблюдается вольт-амперная зависимость N-образного типа. Ее общий вид дан на рис. 5б. Аномальное сопротивление плазмы можно объяснить только переходом части электронов плазмы из свободного состояния, в котором они участвовали в проводимости, в связанное состояние – в слои избыточного отрицательного заряда электрических доменов. При этом эффективное значение концентрации электронов плазмы, входящих в формулу проводимости Спитцера, снижается.

При наличии электрического тока, приводящего к ионизации нейтральных атомов, и электрического поля, напряженность которого превышает критическое значение Драйсера, уравне-

ния движения для электронов и ионов запишем соответственно в виде

$$m_e \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u}_e \nabla \right) \mathbf{u}_e = -e\mathbf{E} - m_e \nu_{em}(\mathbf{E}) \mathbf{u}_e, \quad (11)$$

$$m_i \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u}_i \nabla \right) \mathbf{u}_i = e\mathbf{E}. \quad (12)$$

При напряженности электрического поля, которая ненамного превышает критическое значение Драйсера, сила “трения”, обусловленная электрон-ионными столкновениями \mathbf{R}_{ei} , меньше силы “трения”, которая обусловлена электрон-атомными столкновениями, $\mathbf{R}_{ea} = m_e \nu_{ea}(\mathbf{E}) \mathbf{u}_e$. Такая ситуация реализуется в начальной стадии пробоя газа как в лабораторных условиях, так и в электрических разрядах в атмосфере. Входящая в уравнение (11) частота столкновений нелинейно зависит от напряженности электрического поля. Поскольку в сильном электрическом поле скорость направленного дрейфа электронов соизмерима с тепловой скоростью или превышает ее, то зависимость частоты столкновений от напряженности поля запишем в виде [29]

$$\nu_{ea}(\mathbf{E}) = \frac{e}{m_e} \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{E}} \right)^{-1} = \frac{e}{m_e} \frac{1}{\mu_d}, \quad (13)$$

где μ_d – дифференциальная подвижность. Выражение (13) получено из условия равенства силы “трения” и силы со стороны электрического поля с учетом теоремы о запаздывающем потенциале. Линеаризация системы уравнений, состоящей из уравнений движения (11), (12), непрерывности (4), (5) и Пуассона (6) для возмущений скорости частиц $\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 + \mathbf{u}_1 e^{i(\mathbf{kz} - \omega t)}$, их плотности $n = n_0 + n_1 e^{i(\mathbf{kz} - \omega t)}$ и напряженности поля $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{kz} - \omega t)}$ с учетом нелинейной зависимости частоты столкновений от напряженности позволяет получить уравнение для электростатических волн или волн пространственного заряда в плазме при наличии “убегающих” электронов

$$\mathbf{kE} \left(1 - \frac{\omega_{pi}^2}{(\omega - \mathbf{k}\mathbf{u}_{i,0})^2} - \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega - \mathbf{k}\mathbf{u}_{e,0}) \left(\omega - \mathbf{k}\mathbf{u}_{e,0} - \frac{e}{im_e\mu_d} \right)} \right) = 0.$$

Так как дрейфовые скорости электронов и ионов устанавливаются за время между столкновениями, то, пренебрегая низкочастотной составляющей, выражение для диэлектрической проницаемости плазмы в сильном электрическом поле запишем в виде

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega \frac{e}{im_e\mu_d}}.$$

Уравнение для волн пространственного заряда в такой плазме имеет вид

$$\omega \left(\omega^3 - \frac{e}{im_e\mu_d} \omega^2 - (\omega_{pi}^2 + \omega_{pe}^2) \omega + \frac{e\omega_{pi}^2}{im_e\mu_d} \right) = 0. \quad (14)$$

Одним из решений уравнения (14) является выражение $\omega = 0$. Возможно, что такое решение соответствует случаю отсутствия в плазме сильного поля. В слабых полях, как известно, разделения зарядов не происходит. Решая кубическое уравнение, входящее в уравнение (14), методом Кардана и ограничиваясь при этом только доминирующими членами, можно получить один отрицательный и два равных положительных корня для высокочастотных волн пространственного заряда

$$\omega_{wsc} = \omega_{pe} + \frac{e}{3im_e\mu_d} = \omega_{pe} - \frac{\omega_{pe}^2}{12\pi\sigma_d} i, \quad (15)$$

где ω_{pe} — ленгмюровская частота, e и m_e — заряд и масса электрона, μ_d и σ_d — дифференциальная подвижность и проводимость плазмы. Выражение (15) уточняет известное выражение Ленгюра для частоты волн пространственного заряда ω_{pe} . Из (15) следует, что частота волн пространственного заряда и постоянная времени нарастания (затухания) флуктуаций при доменной неустойчивости определяются дифференциальной проводимостью плазмы $\sigma_d = e\mu_d$. В слабых полях при напряженности электрического поля, меньшей критического значения Драйсера (рис. 5б), дифференциальная проводимость положительна ($\sigma_d > 0$) и волны пространственного заряда затухают, так как постоянная времени является отрицательной, $\text{Im } \omega = -\frac{\omega_{pe}^2}{12\pi\sigma_d} < 0$. В сильных полях дифференциальная проводимость отрицательна не только в твердотельной полупроводниковой

плазме, но и во взрывоэмиссионной катодной [3, 30, 31]. Тот факт, что в искровом разряде вольт-амперная характеристика является падающей, отмечен в [25]. В этом случае $\sigma_d < 0$ и происходит нарастание волн пространственного заряда, так как $\text{Im } \omega > 0$. Доменная неустойчивость принадлежит к классу двухпоточковых неустойчивостей Бунемана. Отличие доменной неустойчивости от классической двухпоточковой заключается в том, что раскачка колебаний в доменной неустойчивости происходит из-за сильного электрического поля, которое индуцируется при разделении зарядов.

Благодаря разности потенциалов в области разделения зарядов, домен становится концентратором энергии. Отметим, что равновесной формой существования домена является эллипсоидальная или сферическая. Так как при зарождении домена ток проводимости в области разделения зарядов падает до нуля, а “ток смещения” из-за неравенства потоков направленного дрейфа нарастает [3] и формирование слоев происходит за очень короткие времена, то разделение зарядов сопровождается появлением не только электростатической, но и электромагнитной волн. С помощью электромагнитных волн происходят генерация быстрых ионов и электронов в плазме, их аномальный перенос на стенки камеры поперек изолирующего магнитного поля и нарушение транспортного барьера [32].

РЕЖИМЫ ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДОМЕНОВ В ПЛАЗМЕ

Колебания приложенного напряжения и генерируемого тока происходят из-за разделения зарядов в плазме и появления пространственного заряда. Плазму, находящуюся в вакуумной камере и являющуюся не только нагрузкой цепи, но и элементом колебательной системы, нельзя рассматривать без учета внешних воздействий. Цилиндрическая вакуумная камера и другие элементы диода (аноды, катоды) с позиций высокочастотного электромагнетизма являются полыми резонаторами [33]. Внутреннее воздействие в системе определяется разделением зарядов, внешнее — с помощью резонатора. Разделение зарядов сопровождается генерацией собственного сверхвысокочастотного излучения. Вышедшие из плазмы поперечные электромагнитные волны отражаются от стенок камеры и проходят обратно через плазму. Процесс отражения и переотраже-

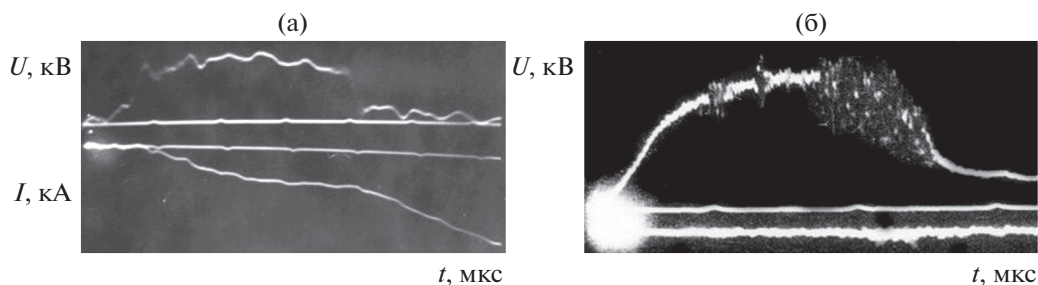


Рис. 6. Осциллограммы приложенного напряжения (верхний луч) и генерируемого тока (нижний луч) для режима с задержкой генерации домена (а) и осциллограмма приложенного напряжения для режима гашения и пролетного режима (б): метки времени – через 0.5 мкс.

ния волн имеет синфазный характер и в некоторый момент в колебательной системе устанавливается резонанс. Поэтому к плазме, кроме постоянного напряжения от внешнего источника, прикладывается также сверхвысокочастотное поле, которое устанавливается в резонаторе за счет колебаний. В зависимости от электротехнических параметров цепи и добротности колебательного контура возможны различные режимы генерации электрических доменов. Следует отметить, что исследованию режимов генерации доменов посвящены также работы [34, 35].

Режим с задержкой генерации домена. Осциллограммы напряжения и тока для режима с задержкой генерации домена приведены на рис. 6а. Режим реализуется в основной стадии длительности импульса. В этом эксперименте к аноду в импульсе было приложено высокое напряжение положительной полярности. Амплитудное значение приложенного к магнитно-изолированному диоду ускорителя составляло 300 кВ, а ток был равен 5 кА в основной стадии длительности импульса. Катод находился под потенциалом “земли”. Анализ осциллограмм и эопограмм, приведенных в [7], показывает, что новый домен (или их группа) не появляется до тех пор, пока предыдущий домен не дойдет до анода и не разрушится. Имеется также существенное отличие формы импульса приложенного напряжения в данном эксперименте от формы импульса в традиционном получаемых экспериментах типа “колокольчика”. Колоколообразная форма импульса получалась, когда в качестве анода использовалась полая цилиндрическая труба. В качестве катода применялся плоский диск, выполненный из нержавеющей стали, который был приварен к катодной ножке. Очевидно, что такая конструкция катода обеспечивала неравномерность в распределении потенциала в приэлектродной области. Неравномерность распределения потенциала приводила к тому, что кроме основной составляющей тока в цепи, возможно, была и переменная составляющая. Такую составляющую вполне могла обеспе-

чить катодная ножка из-за резкого градиента потенциала в ее области. Переменная составляющая приводила к модуляции пространственного заряда в катодной плазме и соответственно к появлению электрических доменов. Режим с задержкой образования домена наблюдается также в искровом разряде. Этот режим реализуется и в солнечной плазме.

Пролетный режим. Пролетный режим (или транзитная мода) в полупроводниковой плазме имеет место, когда амплитуда переменного напряжения незначительна. Такой режим в магнитно-изолированных диодах наблюдался крайне редко. Наиболее возможной причиной его появления в катодной плазме является сильное поле, которое устанавливается в токоплазменных струях из-за перехода части электронов в состояние “убегания” от столкновений. Этот режим инициируется под действием всплесков в спектре космического излучения. На рис. 6б дана осциллограмма напряжения для диода. В моменты времени $t = 0.5$ и 0.7 мкс от начала импульса на осциллограмме имеются всплески напряжения, свидетельствующие о появлении в катодной плазме значительного пространственного заряда. Пролетный режим всегда реализуется при переходе коронного разряда в искровой как при управляемом инициировании пробоя, так и в спорадическом из-за всплесков частиц в спектре космического излучения. Пролетный режим имеет место при пробое у поверхности диэлектрика. Осциллограммы тока и напряжения для пролетного режима в начальной стадии при импульсном пробое с перенапряжением даны на рис. 7а, из которого следует, что после прохождения домена в начальной стадии пробоя происходит переключение промежутка проводящей средой. Измеренная с помощью электронно-оптической камеры скорость движения домена составляла 1.5×10^8 см/с. Напряжение падает до нуля, а затем происходит его рост, который сопровождается увеличением тока. В основной части длительности импульса на осциллограммах тока и напряжения имеются вы-

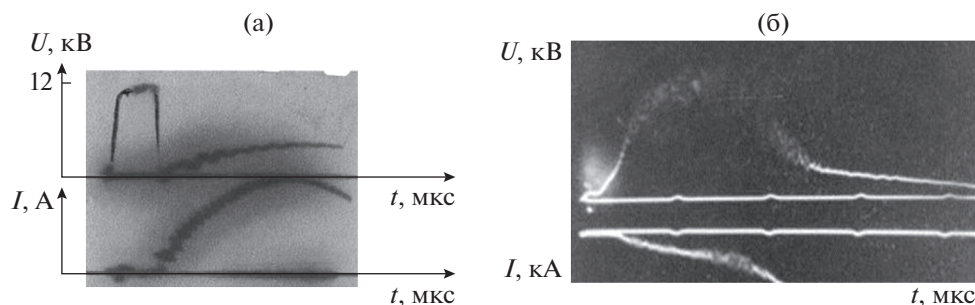


Рис. 7. Осциллограммы напряжения и тока при импульсном пробое с перенапряжением у поверхности диэлектрика (а) и осциллограммы напряжения и тока для магнитно-изолированного диода в гибридном режиме (б).

сокочастотные колебания сигналов, которые свидетельствуют о разделении зарядов. Анализ данных дает основания считать, что перенос заряда происходит после прохождения домена между электродами. Домен появляется из-за сильного поля в приэлектродной области благодаря высоким значениям dU/dt при подаче напряжения с крутым фронтом и существенному различию в подвижности электронов и ионов ($\mu_e \gg \mu_i$).

Режим гашения доменов. В режиме гашения (подавления) домены исчезают раньше, чем они успеют дойти до анода. Для осуществления этого режима необходимо, чтобы приложенное напряжение и амплитуда переменной составляющей находились в таком состоянии, при котором напряжение в области существования домена в некоторый момент времени становилось меньше напряжения его исчезновения. В этом режиме время существования домена меньше времени, обратного характерной частоте резонатора. Режим гашения в магнитно-изолированных диодах реализуется в основной стадии длительности импульса (рис. 6б), кроме моментов времени 0.5 и 0.7 мкс. В этом случае частота колебаний может быть как меньше, так и больше пролетной частоты. Такой режим реализуется и в солнечной плазме.

Гибридный режим. На частотах $f = 5-10$ ГГц в полупроводниковой плазме имеет место гибридный режим, который является промежуточным между режимами гашения доменов и ограниченного накопления пространственного заряда. Наличие собственного СВЧ-излучения из катодной плазмы в стадии нарушения его магнитной изоляции [36] дает достаточные основания считать, что гибридный режим реализуется именно в указанной стадии. В гибридном режиме частота генерации доменов примерно равна частоте резонатора. Частота генерации доменов определяется выражением $f_{\text{ген}} = (t_f)^{-1}$. В этом режиме домен разрушается, не успевая окончательно сформироваться. Именно этот режим является наиболее опасным для магнитной изоляции плазмы. Данный режим легко устанавливается в плазме в дио-

де с нулевым осевым межэлектродным зазором. Осциллограммы напряжения и тока для такого режима даны на рис. 7б.

О КОЛИЧЕСТВЕ ГЕНЕРИРУЕМЫХ ДОМЕНОВ

Проведенные эксперименты дают основания считать, что количество доменов определяется величиной заряда, который имеется в нагрузке в предпробойной стадии. Нагрузка чаще всего является нелинейным элементом цепи и в предпробойной стадии представляет собой конденсатор с некоторым зарядом Q_0 . Из-за низкой емкости нагрузки в искровом разряде при пробое наблюдается только один домен.

Многодоменный режим был в основной стадии работы в магнитно-изолированном диоде. Этот режим имеет место и в плазмодиффузионных разрядах, в которых плазменный токовый слой является многоканальной токовой структурой, обладающей цилиндрической симметрией [37]. Такая структура сохраняется до самой последней стадии работы — коллапса [38]. Как установлено в [39], количество каналов прямо пропорционально максимальному току. Пропорциональность сохраняется при различных диаметрах изолятора, определяющих аспектное отношение (отношение диаметра катода к диаметру анода). Каждый канал имеет фиксированное значение тока. В начальной стадии плазмодиффузионной ячейки фактически является элементом цепи с доминирующей емкостной составляющей — коаксиальным конденсатором. В момент, предшествующий пробое у поверхности изолятора, к электродам прикладывается высокое напряжение и в системе имеется некоторый значительный заряд. Многоканальная токовая структура появляется из-за того, что при высоких частотах радиальный ток одинаковой плотности в принципе не может протекать у поверхности изолятора, так как согласно Максвеллу ток должен порождать азимутальное магнитное поле. Отметим, что появлению токоплазменных оболочек предшествует появление элект-

трических доменов. Вторая причина появления каналирования заключается в том, что индуктивная составляющая импеданса многоканальной токовой структуры всегда меньше, чем одноканальной. В этом и состоит сущность принципа минимума магнитной индукции Тейлора для плазмы. Многоканальное токопрохождение в плазме устанавливается самосогласованным образом. Особенность многодоменного режима заключается в том, что генерация и разрушение всех доменов в плазме происходит одновременно [7].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально показано, что структуризация плазмы связана с генерацией и существованием в ней электрических доменов. В плазме, образующейся в магнитно-изолированных диодах на электронных ускорителях, имеются режимы генерации электрических доменов, которые характерны для полупроводниковой плазмы. Теоретически показано, что электрические домены зарождаются из-за неравенства потоков направленного дрейфа в плазме. Время их зарождения приближенно равно максвелловскому времени релаксации пространственного заряда. Теоретически также получено, что частота волн пространственного заряда и постоянная времени нарастания (затухания) флуктуаций при доменной неустойчивости определяются дифференциальной проводимостью плазмы.

Автор выражает признательность профессору О.А. Синкевичу за ценные замечания и полезные обсуждения, которые способствовали улучшению работы, а также благодарен рецензенту за полезные замечания к рукописи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Фортос В.Е.* Экстремальные состояния вещества на Земле и в космосе // УФН. 2009. Т. 179. № 6. С. 653.
2. *Gunn J.B.* Microwave Oscillations of Current in III–V Semiconductors // Solid State Commun. 1963. V. 1. № 4. P. 88.
3. *Орешко А.Г.* Генерация сильных полей в плазме // Докл. РАН. 2001. Т. 376. № 2. С. 183.
4. *Мыльников Г.Д., Напартович А.П.* Доменная неустойчивость тлеющего разряда // Физика плазмы. 1975. Т. 1. № 6. С. 892.
5. *Ефремов А.М., Ковальчук Б.М.* Исследование несамостоятельного разряда, контролируемого электронным пучком в метане // Изв. вузов СССР. Физика. 1982. № 4. С. 66.
6. *Лопанцева Г.Б., Паль А.Ф., Персианцев И.Г. и др.* Неустойчивость несамостоятельного разряда в смесях аргона с молекулярными газами // Физика плазмы. 1979. Т. 5. № 6. С. 1370.
7. *Орешко А.Г.* Двойные электрические слои объемного заряда в катодной плазме // Физика плазмы. 1991. Т. 17. № 6. С. 679.
8. *Синкевич О.А.* Исследование устойчивости неоднородных стационарных состояний в неравновесной замагниченной плазме // Прикл. матем. и механика. 1977. Т. 41. № 6. С. 111.
9. *Артемов В.И., Синкевич О.А.* Устойчивость контр-агированного состояния неравновесной плазмы // ЖПМиТФ. 1979. № 5. С. 15.
10. *Месяц Г.А.* Эктон в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. М.: Наука, 2000. 424 с.
11. *Арцимович Л.А.* Управляемые термоядерные реакции. М.: Физматгиз, 1961. 468 с.
12. *Лукьянов С.Ю.* Горячая плазма и управляемый ядерный синтез. М.: Наука, 1975. 407 с.
13. *Александров В.В., Ковальский Н.Г., Лукьянов С.Ю., Раницев-Картинов В.А., Степаненко М.М.* Развитие неустойчивости и нейтронное излучение Z-пинча // ЖЭТФ. 1973. Т. 64. № 4. С. 1222.
14. *Королев В.Д., Смирнов В.П., Тулунов М.В., Черненко А.С., Царфин В.Я.* Формирование плазменных потоков в сильноточных диодах // Докл. АН СССР. 1983. Т. 270. № 5. С. 1109.
15. *Кварцхава И.Ф., Кервалидадзе К.Н., Гваладзе Ю.С., Зукакишвили Г.Г.* Пространственно-периодические структуры, возникающие в быстрых сильноточных разрядах // Ядерный синтез. 1965. Т. 5. № 5. С. 181.
16. *Синельников К.Д., Сафронов Б.Г., Гужовский И.Т., Яременко И.Г.* Физика плазмы и проблема управления термоядерного синтеза. Вып. 1. Киев: Изд-во АН УССР, 1962. 176 с.
17. *Gunn J.B.* Instabilities of Current in III–V Semiconductors // IBM J. Res. Dev. 1964. V. 8. № 2. P. 141.
18. *Синкевич О.А.* Долгоживущие плазменные образования и проблемы шаровой молнии // ТВТ. 1997. Т. 35. № 4. С. 651.
19. *Oreshko A.G.* An Investigation of the Generation and Properties of Laboratory-produced Ball Lightning // J. Plasma Phys. 2015. V. 81. Iss. 3. 905810321. <https://doi.org/10.1017/S0022377815000197>
20. *Oreshko A.G., Oreshko A.A., Mavlyudov T.B.* Proton-electron Model of Ball Lightning Structure // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2019. V. 182. P. 194.
21. *Dreicer H.* Electron and Ion Runaway in a Fully Ionized Gas. I // Phys. Rev. 1959. V. 115. P. 238.
22. *Голант В.Е., Жулинский А.П., Сахаров И.Е.* Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977. 384 с.
23. *Базелян Э.М., Райзер Ю.П.* Искровой разряд. М.: Изд-во МФТИ, 1997. 320 с.
24. *Кролл Н., Трайвелпис А.* Основы физики плазмы. М.: Мир, 1975. 526 с.
25. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
26. *Левинштейн М.Е., Пожела Ю.К., Шур М.С.* Эффект Ганна. М.: Сов. радио, 1975. 288 с.
27. *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* О механизме убегания электронов в газе. Верхняя ветвь кривой зажигания самостоятельного разряда // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. № 5. С. 264.
28. *Орешко А.Г.* Доменная неустойчивость плазмы // XXVIII Междун. конф. по физике плазмы и УТС. Звенигород, 2001. <http://www.fpl.gpi.ru/Zvenigorod/XXVIII/Autorlist.html>

29. *Oreshko A.G.* Generation of Laboratory Ball Lightning // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2006. V. 44. P. 127.
30. *Орешко А.Г.* Аномальные процессы в плазме и электрические домены // XXVI Междун. конф. по физике плазмы и УТС. Звенигород, 1999. С. 239.
31. *Орешко А.Г.* Доменная модель аномального сопротивления плазмы // ВАНТ. Сер. Плазменная электроника и новые методы ускорения. (2). 2000. № 1. С. 13.
32. *Oreshko A.G.* Anomalous Transport and Domain Instability of Plasma // 41st EPS Conf. on Plasma Physics. Proc. ECA. V. 38F. Berlin, 2014. <https://www.ocs.ciemat.es/EPS2014PAP/pdf/P2.144.pdf>
33. *Калинин В.И., Герштейн Г.М.* Введение в радиофизику. М.: Гос. изд-во техн.-теор. лит., 1957. 660 с.
34. *Орешко А.Г.* Исследование режимов генерации двойных слоев объемного заряда // Междун. конф. по вычисл. и прикл. механике. Тез. докл. М., 1997. С. 118.
35. *Орешко А.Г.* О нерегулярности колебаний потенциала и режимах генерации доменов в плазме // XXXI Междун. конф. по физике плазмы и УТС. Звенигород, 2004. С. 193.
36. *Горев В.В., Долгачев Г.И., Закатов Л.П., Орешко А.Г., Скорюпин В.А.* Динамика нарушения магнитной изоляции электронного диода // Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 7. С. 782.
37. *Mather J.W.* Dense Plasma Focus // *Methods Exp. Phys.* 1971. V. 98. P. 187.
38. *Bostic W.H., Nardi V., Prior W.* Similarities between Solar Flares and Laboratory Hot Plasma Phenomena // Proc. of the Conf. on Cosmic Plasma Physics Held at the European Space Research Institute (ESRIN). Frascati, Italy, Sept. 20–24. 1971 / Ed. Schindler K. Boston, MA: Springer, 1972. P. 175.
39. *Feugeas J., von Pamel O.* Current Distribution During the Breakdown in Coaxial Electrode System // *Opt. Journ. Appl. Phys.* 1989. V. 66. № 3. P. 1080.