

04

## О физической модели короткого тлеющего разряда для плазменных дисплеев (PDP)

© А.А. Кудрявцев, Л.Д. Цендин

С.-Петербургский государственный университет

E-mail: akud@ak2138.spb.edu

С.-Петербургский государственный технический университет

Поступило в Редакцию 15 ноября 2000 г.

Показано, что в ячейках плазменных дисплеев (PDP) обычно реализуется короткий (без положительного столба) разряд. Адекватное описание таких разрядов должно быть последовательно кинетическим и учитывающим нелокальные эффекты не только для быстрых, но и для плазменных электронов. Модели, сочетающие комбинацию элементов разной степени точности, такие как приближение локального поля (LFA) для быстрых электронов или различные гидродинамические (fluid) модели для медленных плазменных электронов не могут быть рекомендованы для корректного анализа процессов в PDP.

Важным и сравнительно новым технологическим применением газовых разрядов являются плазменные дисплеи (PDP), наиболее перспективные для создания нового поколения плоских мониторов высокого разрешения [1].

Межэлектродный промежуток каждой элементарной ячейки PDP разделен двумя параллельными стеклянными пластинами с характерным расстоянием между ними порядка  $100 \mu\text{m}$ . Для увеличения коэффициента вторичной эмиссии электронов электроды покрыты слоем диэлектрика MgO. Газовая смесь при давлении  $p$  около 500 Torr состоит из нескольких процентов Xe, создающего полезное ультрафиолетовое излучение, и основного буферного газа He или Ne для облегчения пробоя. После приложения импульсов напряжения амплитудой 150–400 V и частотой 50–100 kHz в элементах PDP зажигаются микроразряды с характерной длительностью порядка 100 ns. Малые размеры ячейки и короткая длительность активной фазы разряда делают диагностику крайне сложной, и большое внимание уделяется выяснению основных механизмов возбуждения излучающих состояний и созданию простых и эффективных методов расчета параметров PDP в зависимости от

конкретных условий [2–11]. На сегодняшний день радиационная эффективность разрядов в PDP довольно низка и составляет не более нескольких процентов. Это является главным препятствием для их широкого использования. Физическим основанием для оптимизма является тот факт, что по параметру  $pL$  эти разряды относятся к классу тлеющих [12], т. е. должны иметь глубокие физические аналогии с разрядами в люминесцентных лампах, КПД которых превышает 10% [13]. Как хорошо известно (см., например, [12]), в тлеющих разрядах имеются две основные светящиеся области — положительный столб (PC) и отрицательное свечение (NG). В PC, который существует автономно от приэлектродных областей разрядов, возбуждение и ионизация осуществляются локальным электрическим полем, что позволяет при подходящем выборе условий большую часть вкладываемой в PC мощности переводить в излучение [12,13]. Напротив, плазма NG относится к прикатодной области разряда и образуется ”внешним” ионизатором — пучком электронов из катодного падения потенциала CF. КПД существующих люминесцентных ламп на NG обычно составляет величину не более 10–15% [13], что хотя и меньше, чем у ламп на PC, но выше, чем у нынешних PDP. Поскольку физические механизмы формирования и, как следствие, описание PC и NG резко различны, то анализ работы PDP и поиск путей оптимизации следует начинать с выяснения вида его основной излучающей области.

В данной работе показано, что микроразряд в PDP представляет собой короткий (без PC) тлеющий разряд, описание которого должно быть последовательно кинетическим и учитывающим нелокальные эффекты не только для быстрых, но и для плазменных электронов. При конкретных оценках будем ориентироваться на гелий как на более изученный буферный газ. Все выводы справедливы также и для неона.

Поскольку в PDP параметр  $pL \sim 5 \text{ cm} \cdot \text{Torr}$ , то напряжение пробоя соответствует правой ветви кривой Пашена вблизи ее минимума, а на стадии свечения разряда обычно соответствует нормальному катодному падению. Типичные значения лежат в диапазоне 150–400 V. Излучение газа происходит на стадии тлеющего разряда, пространственная структура которого состоит из следующих характерных областей [12]. Сильное электрическое поле линейно спадает в катодном слое (CF), характерная толщина которого для гелия составляет величину 1.3–1.4 cm·Torr. Далее от него резко отделена область плазмы (NG), которая переходит в (FDS). За ним начинается однородный или слоистый (PC). Квазииней-

тральная плазма занимает области РС, FDS, часть областей NG и анодной области. Электрическое поле однородно в РС (в отсутствие страт), его напряженность уменьшается в области NG и даже меняет там знак. Знак поля в прианодном слое может быть различен. К прикатодной области, ответственной за обеспечение самостоятельности разряда, относятся все упомянутые выше зоны до РС (или до анода при его отсутствии в коротком разряде). Необходимо подчеркнуть, что РС не является необходимой частью разряда, он существует автономно от остальных его частей и может реализоваться только в сравнительно длинной межэлектродном промежутке лишь если хватит места для всех остальных перечисленных областей.

Длина NG, в которой происходит возбуждение электронных состояний, определяется длиной пробега самых быстрых электронов  $l_N$ , получающих энергию, равную катодному падению потенциала  $eU_k$  [14,16]:

$$l_N = \int_0^{eU_k} dw / (NF(w)), \quad (1)$$

где  $w$  — кинетическая энергия,  $NF(w)$  — сила торможения (функция потерь). Используя предложенную в [14] аппроксимацию для гелия  $F(w) = F_0 = 1.5 \cdot 10^{-15} \text{ eV} \cdot \text{cm}^2$  из (1), имеем оценку  $pl_N = 0.02 eU_k \text{ cm} \cdot \text{Torr}$ , где  $U_k$  выражено в V. В [14,17] показано, что эти результаты хорошо согласуются с экспериментом. Таким образом, для типичных значений  $U_k = 150\text{--}300 \text{ V}$  характерные значения  $pl_N = 3\text{--}6 \text{ cm} \cdot \text{Torr}$  сравнимы с размерами ячейки PDP.

Профиль концентрации плазмы соответствует медленным плазменным электронам и определяется уравнением амбиполярной диффузии

$$D_a \Delta n + Z(x) - \beta n^2 = 0, \quad (2)$$

где  $D_a$  — коэффициент амбиполярной диффузии,  $\beta$  — коэффициент рекомбинации,  $Z(x)$  — профиль источников нелокальной ионизации. Положение точки  $x_1 \approx l_N$  максимальной концентрации  $n_m$  близко к границе между областью NG и FDS. При  $x > l_N$  располагается FDS, где  $Z(x) = 0$  и концентрация плазмы из-за гибели ионов спадает до концентрации в РС  $n_c \ll n_m$ . Характерная длина FDS из (2) есть  $l_F = \sqrt{6D_a/\beta n_c}$  [14,17]. Коэффициенты диффузии ионов  $\text{He}_2^+$  и  $\text{Xe}_2^+$  в He близки, и для оценок

можно взять  $D_a \approx 325T_e/pT$  (см<sup>2</sup>/с), а для коэффициента диссоциативной рекомбинации  $\text{Xe}_2$   $\beta \approx 10^{-6}(T/T_e)^{1/2}$  (см<sup>3</sup>/с) [12]. Тогда для смеси He–Xe получим оценку  $pl_F \approx 10^{-4}(T_e/T)^{1/4}(N/n_c)^{1/2}$  (см · Torr), где  $N$  — плотность газа. Поскольку концентрация плазмы в РС на 1–2 порядка меньше, чем в NG (см., например, [12]), то степень ионизации в РС для типичных условий PDP  $n_c/N < 10^{-6} - 10^{-8}$ . Это дает оценку  $pl_F \sim 1$  см · Torr, так что суммарная длина NG и FDS  $pl_N + pl_F \sim pL$ . Учитывая, что после возникновения поля, соответствующего РС, электрон набирает энергию, превышающую потенциал ионизации, лишь на расстоянии от начала РС порядка длины энергетической релаксации  $\lambda_e$  (см. ниже (5)), можно сделать вывод, что длина разряда в PDP недостаточна для образования РС. На основе детального рассмотрения формирования короткого (без РС) тлеющего разряда, выполненного в [14] (см., также [15–17]), можно отметить следующие особенности.

Ионизация прикатодной области является нелокальной, поскольку значительная ее доля проводится быстрыми электронами в плазме, в которой поле практически отсутствует. Поэтому использование приближения локального поля (LFA) и таунсендовского коэффициента ионизации  $\alpha(E/p)$  неправомерно и в принципе не может правильно описать ионизацию в NG и его длину [14–20]. Для описания этих электронов нужно использовать методы Монте-Карло или нелокальные кинетические модели.

Обратимся к медленным электронам. В рамках гидродинамического (fluid) приближения полное поле в неоднородной плазме описывается соотношением [12]:

$$E = \frac{j}{en\mu_e} - \frac{T_e}{e} \frac{\nabla n}{n} - \frac{D_{Te}}{\mu_e} \nabla T_e, \quad (3)$$

где  $D_{Te}$  — коэффициент электронной термодиффузии, а вклад ионов в полный ток считается пренебрежимо малым. Другими словами, в неоднородной плазме с током для поддержания квазилинейности возникает поле двух типов: токовое поле, обеспечивающее токоперенос, и диффузионное поле (два последних слагаемых в правой части (3)), компенсирующее диффузионные и термодиффузионные потоки электронов. Если доминирует токовое поле, то оно совершает работу над электронами и нагревает их. Если поле достаточно велико, так что оно определяет среднюю их энергию, то длина релаксации энергии электронов есть  $T_e/(eE)$ . Если же масштаб неоднородности меньше

длины релаксации энергии  $T_e(eE)$ , и профиль потенциала определяется условием компенсации электронной диффузии (и термодиффузии), то при пространственно-однородной  $T_e$  он является больцмановским распределением для электронов:

$$e\varphi(x) = -T_e \ln(n/n_m). \quad (4)$$

Такое поле не греет электроны, так что связь между электронной "температурой" и полем исчезает. Поле, тормозящее электронный поток, даже "охлаждает" электроны. Если градиент концентрации в этой области достаточно велик, как это обычно бывает в NG и FDS, то результирующий ток представляет собой малую разность двух больших членов в правой части (3). Положение точки  $x_1 \approx l_N$  близко к границе между NG и FDS, а также к максимуму электронной концентрации  $n_m$ ; в этой точке напряженность диффузионного поля (4) обращает знак, чтобы задержать электронную диффузию. Ионы, образовавшиеся при  $x > x_1$ , движутся к аноду; ионы, образовавшиеся при  $x < x_1$ , возвращаются на катод. Поскольку величина  $T_e$  низка (см. ниже), из (4) следует резкая граница между плазмой NG и слоем CF, причем толщина переходной области мала [14]. Обращение вектора напряженности поля при  $x_1$  соответствует формированию потенциальной ямы для электронов. При  $x = x_2$ , когда концентрация, согласно (2), уменьшается до  $n_c$ , для компенсации диффузионного ухода плазмы должна включаться ионизация и поле снова должно быть направлено к аноду. Поэтому возникает вторая точка обращения поля, от которой, грубо говоря, начинается РС.

Таким образом, чтобы рассчитать профили поля и получить критерии его обращения, необходимо знать пространственное распределение источников нелокальной ионизации  $Z(x)$  и температуры электронов  $T_e(x)$ , нахождение которых требует знания нелокальной функции распределения быстрых электронов в прикатодной области и которые не могут быть найдены в рамках LFA [14,15]. Если бы электроны можно было описывать в рамках гидродинамической (fluid) модели, т. е. приписывать им единые концентрацию, направленную скорость и температуру (среднюю энергию), то, дополнив эту систему уравнением для  $T_e$  и связью между скоростью ионизации и  $T_e$ , можно было бы получить замкнутую систему уравнений, описывающую разряд. Однако так можно поступать лишь при условии интенсивного энергетического обмена (перемешивания) в первую очередь между запертыми в яме и

пролетными электронами. Как показано в [14,15], для применимости fluid описания принципиально важным является соотношение пространственных и временных масштабов задачи соответственно с длиной  $\lambda_\varepsilon$  и временем  $\tau_\varepsilon$ :

$$\lambda_\varepsilon = \sqrt{2D\tau_\varepsilon}, \quad \tau_\varepsilon = 1/(\nu_e + \delta\nu_a) \quad (5)$$

энергетической релаксации этих электронов. В (5)  $\nu_e, \nu_a$  соответственно частоты межэлектронных и упругих электрон-атомных столкновений,  $D = V\lambda/3$  — коэффициент свободной диффузии электрона,  $\delta = 2m/M$ . В характерных для PDP условиях степень ионизации  $nN < 10^{-5}$ , т.е.  $\nu_e < \delta\nu_a$  и  $\lambda_\varepsilon = \lambda/\sqrt{\delta} \approx 100\lambda$ . Проводя оценку сверху, получим, что для гелия (для неона с еще большим запасом)  $\lambda_\varepsilon p > pL$ , т.е. длина разрядного промежутка в PDP мала по сравнению с длиной энергетической релаксации плазменного электрона на квазиупругих ударах. В этом случае функция распределения плазменных электронов тоже является нелокальной и зависит от их полной энергии  $\varepsilon = w + e\varphi(x)$ , т.е. для электронов плазмы, как и для быстрых, описание должно быть тоже кинетическим. Так как при выполнении (5) поведение электронов с данным значением  $\varepsilon$  практически независимо от поведения всех других (для этого необходимо, чтобы межэлектронные столкновения были редки, т.е.  $\nu_e < \delta\nu_a$ ), то удобно разделить плазменные электроны на две подгруппы — промежуточные и медленные, или тепловые (максвелловские) [14,15].

Полная энергия промежуточных электронов с энергией  $\varepsilon_1 > \varepsilon > e\varphi_t$  ( $\varphi_t$  — потенциал анода или второй точки обращения поля  $x_2$ ), которые переносят электронный ток в FDS, на длине  $\lambda_\varepsilon$  сохраняется. Если  $\lambda_\varepsilon$  для них больше, чем межэлектродное расстояние  $L$  или  $x_2$ , то они свободно достигают анода или точки второго обращения поля  $x_2$ , в последнем случае они создают ионизацию в положительном столбе [14,15]. Функция распределения промежуточных электронов определяется их образованием за счет источника  $Q(x, \varepsilon)$  и гибелью в результате пространственной диффузии и неупругих ударов [14,20]. Концентрацию промежуточных электронов  $n_s$  и их ток  $j_s$  можно оценить

$$n_s(x) \sim Q(x)\tau_f, \quad j_s \sim D(\varepsilon_s)dn_s/dx, \quad (6)$$

где  $\tau_f \sim L^2/D$ , Источник  $Q$  определяется ионизацией, ударами второго рода и пеннинговской ионизацией [14,21].

Медленные электроны с  $\varepsilon < e\varphi_t$  заперты в потенциальной яме и могут двигаться только в ее пределах. Так как они не переносят ток, то источники джоулева нагрева полем для них отсутствуют. Из-за сильного межэлектронного взаимодействия при тепловых энергиях у них устанавливается максвелл-больцмановское распределение (см. (4)), их концентрация меняется по длине как

$$n(x) = n_m [\exp(-e\varphi(x)/T_e) - \exp(-e\varphi_t/T_e)] \quad (7)$$

и равна нулю при  $x > x_2$ . Температура  $T_e$  запертых электронов мала, пространственно-однородна и определяется интегральным балансом их энергии — нагревом в столкновениях с промежуточными (имеющими характерную среднюю энергию  $\sim \varepsilon_1$ ) и охлаждением в столкновениях с нейтральными частицами. Знание  $T_e$  важно для расчета профиля потенциала, скоростей амбиполярной диффузии, рекомбинации, ступенчатого возбуждения и других важных процессов. Слагаемое, соответствующее нагреву в уравнении баланса  $T_e$  можно аппроксимировать как  $H_Q = Q\varepsilon_{eff}$ , где  $\varepsilon_{eff}$  — эффективная энергия, передаваемая плазменным электронам при их столкновениях с промежуточными, образуемыми в результате действия источника  $Q$ , которую можно оценить как

$$\varepsilon_{eff} \sim \varepsilon_1 \nu_e / (\nu_e + \delta\nu_a + 1/\tau_f) \quad (8)$$

(подробнее см. [21,22]). Как видно из (8), в зависимости от условий  $\varepsilon_{eff}$  может меняться в широких пределах от  $\varepsilon_{eff} \sim \varepsilon_1$  в локальном режиме при  $\nu_e > \delta\nu_a$  до малых ( $\varepsilon_{eff} \ll \varepsilon_1$ ) в нелокальном. Соответственно и значения  $T_e$  запертых электронов меняются в широких пределах — от электронвольт до комнатных. Поскольку для нахождения  $H_Q$  необходимо знать вид функции распределения быстрых и промежуточных электронов, то вычисление  $T_e$  представляет собой кинетическую задачу. Профили  $T_e(x)$ , получаемые в рамках гидродинамического (fluid) расчета из интегрального баланса энергии всех электронов, включающих как промежуточные, так и быстрые, могут давать значения концентрации и скоростей возбуждения спектральных линий, не имеющие ничего общего с реальными. При этом сопоставление тех параметров, которые определяются исходя из интегральных балансов по известным характеристиками, может создать определенную иллюзию об удовлетворительной точности. Хорошо известным примером является РС, в котором скорость ионизации равна скорости амбиполярного ухода, т. е. известна

с достаточной точностью. Это соотношение позволяет найти  $T_e$  для любой, в том числе и заведомо неадекватной, например, максвелловской ФРЭ. Однако попытка с этой "температурой" и максвелловской ФРЭ рассчитать другие параметры, например скорости возбуждения различных уровней, приведет к большим ошибкам.

Электронный ток в CF переносится быстрыми электронами. В плазме NG на расстояниях  $d < x < x_1$  происходит трансформация тока быстрых электронов в ток промежуточных  $j_s$  (см. (6)), концентрация которых намного больше, чем быстрых [14,15]. Электронная концентрация в плазме в NG и FDS формируется в основном за счет максвелл-больцмановских запертых электронов (7) с низкой  $T_e$ , не дающих вклада в ток. Поэтому в этих областях имеет место больцмановская зависимость потенциала от концентрации с температурой запертых электронов. В традиционном гидродинамическом (fluid) приближении используется разделение тока медленных электронов на диффузионную и дрейфовую составляющие (3). Однако средние энергии и концентрации запертых и пролетных электронов меняются по длине области NG и FDS совершенно различным образом (см. (6), (7) и подробнее в [14,15]). В FDS, где ионизация и источники промежуточных электронов отсутствуют, концентрации и запертых, и промежуточных электронов спадают монотонно, но по разным законам. Поскольку электронный ток переносится только промежуточными электронами, то в принципе невозможно выразить его через полную электронную концентрацию и ее производную. Всякие попытки введения термодиффузионной составляющей или переменной температуры (средней энергии) не могут улучшить ситуацию [14]. Здесь следует также отметить и бесперспективность тех hybrid моделей, в которых сочетается использование элементов разной степени точности, например, когда для описания быстрых электронов используется MC, в то время как для медленных электронов в нелокальном режиме используется fluid модель. При этом создается лишь иллюзия точности, поскольку конечная погрешность, как известно, определяется наименее известной величиной.

Когда длина FDS  $l_F$  становится сравнима с длиной энергетической релаксации  $\lambda_e$  промежуточных электронов, из-за нелокальности их функции распределения могут возникать следующие эффекты [14]. Энергия промежуточных электронов при их движении уменьшается вследствие ее деградации в результате упругих столкновений, и вблизи второй точки обращения поля она может быть значительно меньше  $\varepsilon_1$ .



В этом случае ионизация в переходной области от FDS к РС будет периодичной по потенциалу  $e\varphi$  с периодом  $\varepsilon_1$ . Такой пространственно-периодический источник ионизации может приводить к соответствующим осцилляциям электрического поля и распределения электронов и, как следствие, к началу образования страт в положительном столбе. В [14] также отмечено, что подобный эффект возможен и при  $\lambda_\varepsilon \gg l_F$ , поскольку источники образования промежуточных электронов  $Q$  неоднородны по энергии. Отметим, что в ряде экспериментов в PDP (см., например, [23]) страты действительно наблюдались. Как представляется, они и обусловлены рассмотренными в [14,15] нелокальными свойствами электронов в FDS и переходной к РС зоне разряда.

Напомним, что поле  $E$  в плазме всегда подстраивается так, чтобы при движении заряженных частиц сохранялось условие квазинейтральности, из которого и находят величину  $E$ . При этом уравнение Пуассона удовлетворяется автоматически и позволяет определить (если это необходимо) малую разность  $\Delta n = n_i - n_e \sim n(r_D/L)^2$ . При учете  $\Delta n$  в уравнениях для ионов и электронов можно получить, что добавочное (к квазинейтральному  $E$ ) поле имеет порядок  $\Delta E \sim E(\Delta n/n)$ , а сама точность нахождения поля в плазменном приближении составляет величину  $\sim (r_D/L)^4$ . Поэтому использование уравнения Пуассона для определения поля не только в слое и малой переходной зоне, но и во всей плазменной области имеет смысл применять лишь когда вычислительные возможности позволяют превысить эту точность и для остальных элементов расчета. Другими словами, использование уравнения Пуассона вместо обычного плазменного приближения оправдано лишь когда все остальные характеристики вычисляются с меньшей, чем  $(r_D/L)^4$  погрешностью. Это означает, что расчет должен быть "равноточным": как уже отмечалось, надежность полученных результатов определяется в конечном счете наименее известным параметром; в противном случае создается лишь иллюзия точности.

Таким образом, в PDP реализуется короткий (без положительного столба) разряд, поэтому пути оптимизации его свечения определяются в первую очередь поведением быстрых электронов. Описание таких разрядов должно быть последовательно кинетическим и учитывающим нелокальные эффекты не только для быстрых, но и для плазменных электронов. Нам представляется, что адекватная физическая модель таких разрядов должна включать (подробнее см. [14]): а) определение резкой границы между различными пространственными и энергетиче-

скими областями, где доминируют разные процессы; б) разделение разрядного промежутка на слой и плазму и использование уравнения Пуассона только для нахождения поля в катодном и анодном слоях; в) гидродинамическое (fluid) описание ионов и нахождение самосогласованного профиля поля в плазме; г) кинетическое описание электронов с разбиением их по выполняемым функциям на три группы: быстрых, промежуточных и запертых. Для описания быстрых целесообразно использовать методы Монте-Карло или нелокальные кинетические модели; для промежуточных — кинетическое уравнение в двучленном приближении; для запертых — максвелл-больцмановское распределение с нахождением их температуры кинетическими методами.

## Список литературы

- [1] *Sobel A.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1991. V. 19. P. 1032.
- [2] *Campbell R.B., Veerasingam R., McGrath R.T.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1995. V. 23. P. 698.
- [3] *Veerasingam R., Campbell R.B., McGrath R.T.* // Plasma Sources Sci. Technol. 1997. V. 6. P. 157.
- [4] *Drallos P.J., Nagorny V.P., Williamson W.* // Plasma Sources Sci. Technol. 1995. V. 4. P. 576.
- [5] *Meunier J., Belenguier Ph., Boeuf J.P.* // J. Appl. Phys. 1995. V. 78. P. 731.
- [6] *Boeuf J.P., Punset C., Hirech A., Doyeux H.* // J. Phys. IV. 1997. V. 7. C4–3.
- [7] *Callegari Th., Ganter R., Boeuf J.P.* // J. Appl. Phys. 2000. V. 88. P. 3905.
- [8] *Oda A., Sakai Y., Akashi H., Sugawara H.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1999. V. 32. P. 2726.
- [9] *Jeong H.S., Shin B.J., Whang K.W.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1999. P. 171. V. 27.
- [10] *Ikeda Y., Verboncoeur J.P., Christenson, Birdsall C.K.* // J. Appl. Phys. 1999. V. 86. P. 2431.
- [11] *Rauf S., Kushner M.J.* // J. Appl. Phys. v. 85. 3460. 1999.
- [12] *Raizer Yu.* Gas Discharge Physics. Berlin: Springer, 1991.
- [13] *Waymouth J.E.* Electric Discharge Lamps. M. I. T. Press, Cambridge, MA, 1971.
- [14] *Kolobov V.I., Tsendin L.D.* // Phys. Rev. A. 1992. V. 46. P. 4837.
- [15] *Tsendin L.D.* // Plasma Sources Sci. Technol. 1995. V. 4. P. 200.
- [16] *Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н.* // ТВТ. 1991. Т. 29. С. 1041.
- [17] *Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н.* // ТВТ. 1997. Т. 35. С. 19.
- [18] *Sommerer T.J., Hitchon W.N.G., Lafler J.E.* // Phys. Rev. A. 1989. V. 39. P. 6356.

- [19] *Boeuf J.P.* Physics and Applications of Pseudosparks / Eds. M.A. Gunderson and G. Shaefer. NY: Plenum Press. 1989. P. 255.
- [20] *Surendra M., Graves D.B., Jellum G.M.* // Phys. Rev. A. 1990. V. 41. P. 1112.
- [21] *Arslanbekov R.R., Kudryavtsev A.A.* Electron Kinetics and Applications of Glow Discharges / Eds. U. Kortshagen and L.D. Tsendin. NY: Plenum Press, 1998. P. 161.
- [22] *Arslanbekov R.R., Kudryavtsev A.A.* // Phys. Plasmas. 1999. V. 6. P. 1003.
- [23] *Cho G., Choi E.H., Kim V.G., Kim D.* // J. Appl. Phys. V. 87. 2000. P. 4113.