

УДК 537.5

## КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРИ ИЗУЧЕНИИ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ В ВОЗДУШНОЙ СМЕСИ ПРИ НИЗКИХ ДАВЛЕНИЯХ

М.В. Чернышева<sup>a</sup>, В.П. Марек<sup>b</sup>, А.С. Чирцов<sup>c</sup>, Д.А. Швагер<sup>c</sup>

<sup>a</sup> Институт фундаментальной электроники, Париж, Франция, Maria.Tchernycheva@ief.u-psud.fr

<sup>b</sup> Эколь - Политехник, Париж, Франция, nika.marek@mail.ru

<sup>c</sup> Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия, alex\_chirtsov@mail.ru

В соответствии с запланированным циклом исследований по развитию методов численного моделирования многокомпонентных газоразрядных сред, основанных на современной концепции нелокальной плазмы, построены простые тестовые численные модели газового разряда в воздухе при пониженных давлениях. В рамках полуэмпирического подхода рассчитана зависимость от давления падения напряжения на разрядном промежутке как суммы падений в прикатодном слое и на положительном столбе тлеющего разряда, вычисляемых в соответствии с их моделями, учитывающими ионизацию электронным ударом из основного состояния, рекомбинацию носителей на стенках разрядной трубки, ионно-электронную эмиссию с катода и потерю энергии электронами при столкновениях с невозбужденными молекулами. Рассчитанные зависимости падения напряжения от давления сопоставлены с результатами численного моделирования разряда, выполненного на основе решения системы гидродинамических уравнений для концентраций в двумерном случае при учете перечисленных процессов. В рамках вышесказанных приближений обе модели привели к удовлетворительно согласующимся между собой результатам, которые оказались существенно заниженными по сравнению с экспериментальными результатами в соответствующей нормальной тлеющей разрядной области высоких давлений. Полученные расхождения могут объясняться недостаточной полнотой системы элементарных процессов, учитываемых при моделировании. Например, неучтенное присутствие в качестве примесей газов из трехатомных молекул может приводить к увеличению столкновительных потерь энергии электронов, что, в свою очередь, должно приводить к увеличению напряженности электрического поля в положительном столбе по сравнению с полученными в моделях значениями.

**Ключевые слова:** тлеющий разряд, численное моделирование, положительный столб, прикатодный слой, нормальный разряд, аномальный разряд, полуэмпирическая модель, двумерная модель.

## COMPUTATIONAL MODELING IN THE STUDY OF GLOW DISCHARGE PHYSICAL PROCESSES IN THE AIR AT LOW PRESSURES

M.V. Tchernycheva<sup>a</sup>, V.P. Marek<sup>b</sup>, A.S. Chirtsov<sup>c</sup>, D.A. Shvager<sup>c</sup>

<sup>a</sup> Institut d'Electronique Fondamentale Paris, France, Maria.Tchernycheva@ief.u-psud.fr

<sup>b</sup> Ecole Polytechnique, Paris, France, nika.marek@mail.ru

<sup>c</sup> ITMO University, Saint Petersburg, Russia, alex\_chirtsov@mail.ru

Simple numerical models of low-pressure air gas discharge were developed based on modern concepts of nonlocal plasma methods of the computational simulation of multi-component discharge environments. Voltage drop at the discharge gap was calculated as a sum of incidences in the cathode sheath and on the positive column of a glow discharge as part of the semi-empirical approach. Electron impact ionization of the ground state, the recombination of charged particles on the walls of the discharge tube, ion-electron emission from the cathode, and the energy loss of electrons in collisions with ground state molecules have been taken into account in the models. The calculated voltage drop, depending on the pressure, has been compared with the results of another numerical discharge model based on the solutions of hydrodynamic equations for the particle densities in a two-dimensional case. Within these approximations, both models give satisfactory agreement between their results, which are strongly underestimated compared to the experiment corresponding to the normal high-pressure glow discharge. The resulting discrepancy can be explained by an incompleteness of elementary processes taken into account in the simulation. For example, an unaccounted presence of gases from triatomic molecules as an impurity can lead to an increase in the collision energy losses of electrons, which in turn should lead to an increased electric field in the positive column, as compared with the values obtained in the models.

**Keywords:** glow discharge, computational modeling, positive column, cathode sheath, normal discharge, abnormal discharge, semi-empirical model, two-dimensional model.

### Введение

Изучение газовых разрядов в воздушных смесях актуально с точки зрения многочисленных приложений (в том числе – интенсивно развивающихся современных плазменных технологий) и одновременно представляет фундаментальный интерес как удобный для эксперимента, но весьма сложный для анализа тестовый объект для приобретающих все большую популярность методов численного моделирования газовых разрядов [1–3], основанных на использовании недавно выдвинутой и интенсивно развивающейся концепции нелокальной плазмы [4]. В группе разрядов в воздухе на современном этапе наибольший интерес вызывают разряды при атмосферных давлениях (см., например, подборки публикаций [5, 6]). В связи с развитием нанотехнологий усилился интерес к микроразрядам, возникающим при нормальных давлениях в коротких межэлектродных промежутках [7–9]. Поэтапный переход к атмосферным микроразрядам от популярных для экспериментальных исследований середины XX века разрядов при пониженных давлениях [10] важен для работ по созданию газовых микродетекторов, основанных на принципах электронной столкновительной спектроскопии [11].

На протяжении более чем вековой истории развития физики газового разряда попытки построения его теоретического описания, ориентированные на построение количественных моделей, предпринимались, главным образом, в отношении протекания токов в однокомпонентных газах [12]. Развитие в прошлом веке и до сих пор используемые аналитические варианты основаны на полуэмпирических подходах и содержат большое число определяемых из эксперимента «подгоночных» параметров. Численное моделирование газоразрядной плазмы из-за его ресурсоемкости также осуществлялась, главным образом, для однокомпонентных сред и для низкоразмерных моделей.

В эпоху компьютеризации, предоставившей пользователям практически неограниченные вычислительные ресурсы, ситуация с численным моделированием газовых разрядов кардинально изменилась. В связи с этим становится оправданной организация комплексных экспериментальных и теоретических исследований разрядов в газовых смесях (в том числе воздушной) с целью развития надежных методов их численного моделирования.

### Методы моделирования газоразрядных сред

По-видимому, наиболее радикальный путь построения теории газового разряда сегодня состоит в его моделировании на «усредненно-микроскопическом» уровне. Подразумевается численное решение задачи расчета пространственных и временных распределений концентраций наиболее важных для динамики системы компонент газоразрядной смеси в различных квантовых состояниях. Помимо трудностей чисто вычислительного характера (моделирование макросистемы с большим числом подансамблей взаимодействующих и превращающихся друг в друга частиц), задача осложнена рядом физических проблем. К ним относятся выбор алгоритмов ограничения набора учитываемых процессов и числа квантовых состояний частиц плазмы и задание значений констант скоростей  $k_{p+q \rightarrow j+j'}$  (или соответствующих сечений) плазменных реакций рождения частицы определенного сорта в квантовом состоянии  $j$  и прочих продуктов  $\{j'\}$  в результате столкновения двух частиц  $p$  и  $q$  (в используемом описании одинаковые частицы в разных квантовых состояниях рассматриваются как различные компоненты газоразрядной смеси). Отдельную проблему составляет подбор данных о вероятностях элементарных процессов. В случае столкновений атомов и молекул, как правило, безальтернативным источником являются банки экспериментальных данных (например, [13]). Вероятности элементарных процессов с участием бесструктурных частиц (фотонов и электронов) могут рассчитываться становящимися все более доступными по ресурсоемкости квантовомеханическими методами [14]. Однако в важнейших для плазменных процессов случаях столкновений атомов с электронами традиционно используется борновское приближение [15] и его многочисленных модификации [15–17] нередко дают расхождения с результатами измерений в два и более раз [18, 19].

В усредненном микроскопическом подходе используется система гидродинамических уравнений для концентраций частиц рассматриваемого типа в заданном квантовом состоянии  $n_j$ :

$$\begin{cases} \frac{\partial n_j^{(\Sigma)}}{\partial t} = \sum_{p,q,j'} k_{p+q \rightarrow j+j'}^{(+)} n_p n_q - \sum_{p,j'} k_{j+p \rightarrow \{j'\}}^{(+)} n_j n_p - (\nabla, \mathbf{J}_j^{(\alpha)}), \\ \mathbf{J}_j^{(\alpha)} = -D_j \nabla n_j^{(\alpha)} + \mu_j q_j n_j^{(\alpha)} \mathbf{E}, \end{cases} \quad (1)$$

где помимо процессов рождения и гибели частиц  $j$  в результате столкновений учтены процессы переноса, описываемые их потоками  $\mathbf{J}_j$ , возникающими в результате диффузии и дрейфа под действием сил электрического поля (коэффициенты  $D_j$  и  $\mu_j$  соответственно). Помимо уравнений баланса, численная модель газоразрядной среды должна быть дополнена уравнениями для электрического поля,

$$\mathbf{E} = -\nabla \varphi, \quad \Delta \varphi = -4\pi \sum_j q_j n_j, \quad (2)$$

и аналогичными по форме (1) уравнениями баланса для энергий.

Подходы к численному решению системы (1)–(2) во многом зависят от того, какая модель плазмы (одно-, двух- или трехмерная) используется в рассматриваемой задаче. В одномерном случае для простейших физических моделей оказываются возможными популярными сегодня приближенные полуаналитические подходы. Модели, претендующие на более адекватное и приближенное к реальности описание, столь сложны, что для выполнения соответствующих расчетов приходится использовать профессиональные пакеты численного моделирования (например, COMSOL [20]) и системы высокопроизводительных вычислений. В случае разрядов в многокомпонентных смесях объект моделирования оказывается чрезвычайно сложным даже для такого подхода. При заведомо упрощенном рассмотрении воздуха как смеси азота и кислорода, наряду с изменениями электронных состояний двухатомных молекул, возникает необходимость учета гигантского числа элементарных процессов, вызывающих переходы между их колебательными и вращательными состояниями, а также множество плазмохимических реакций с участием молекул и отдельных атомов в различных возбужденных состояниях. Реальная картина процессов в плазме воздушного разряда еще более усложнена из-за присутствия многочисленных примесей, в том числе, трехатомных молекул. Перечисленные причины приближают задачи микромоделирования воз-

душных разрядов к границам современных возможностей физики низкотемпературной плазмы и вычислительных технологий. Построение адекватной численной модели такой системы можно рассматривать как одну из итоговых задач-максимум программы исследовательской активности в области изучения нелокальной плазмы на ближайшие годы. Это соображение, наряду с практической значимостью воздушных разрядов, предопределило его выбор в качестве тестового объекта для работ по развитию, основанных на концепции нелокальной плазмы, методов численного моделирования разрядов в многокомпонентных смесях.

Задача построения еще более приближенных к реальности (не использующих усреднение) численных микромоделей открытого неравновесного ансамбля частиц многокомпонентной плазмы (основанных, например, на методе Монте-Карло) на современном этапе представляется малоперспективной.

Вместе с тем, до сегодняшнего дня при решении прикладных задач остаются весьма популярными развитые в XX веке сравнительно простые полуэмпирические методы моделирования газоразрядных сред, основанные на аналитических подходах [10, 12, 21]. В их рамках специфика газовых сред учитывается введением эмпирических подгоночных параметров, получаемых из сравнения с экспериментом. Такие методы основываются на заведомо упрощенном и усредненном физическом описании различных областей разряда и, очевидно, способны давать оценки его усредненных характеристик, нередко получаемых в рамках прикладных экспериментальных исследований. Именно такие характеристики были получены в [22] при измерениях электрических характеристик тлеющего разряда в воздухе при пониженных давлениях. Это позволило осуществить оценку применимости полуаналитических моделей для интегрального описания тлеющего разряда в сложной многокомпонентной газовой смеси, необходимую на начальном этапе выполнения работ по развитию более совершенных моделей, подразумевающих переход к микроописанию совокупности элементарных процессов в разряде.

### Полуэмпирическая модель тлеющего разряда в воздушной смеси

Основной вклад в измеряемое на опыте падение напряжения на межэлектродном зазоре традиционно приписывается прикатодной области и положительному столбу. Именно эти области разряда учитывались при моделировании процессов, определяющих интегральные электрические параметры разряда.

Описание электрических свойств положительного столба строится на основе его макроскопической модели, требующей выполнения условий баланса энергий и числа электронов. Требование равенства энергий (получаемой электронами от электрического поля и отдаваемой ими частицам плазмы при столкновениях) позволяет связать необходимую для вычисления падения напряжения в положительном столбе напряженность электрического поля  $E$  с электронной температурой  $T_e$ :

$$\frac{3}{2}T_e = \langle \varepsilon \rangle = 0,8 \frac{q_e}{\sigma \sqrt{\delta}} \frac{E}{N}. \quad (3)$$

Входящий в уравнение (3) параметр  $\delta$  определяет долю энергии электрона, отдаваемую им при каждом столкновении. В случае упругих столкновений с атомами его величина вычисляется на основе элементарной теории упругих столкновений. Столкновение же с молекулами требует нетривиального учета процессов возбуждения колебаний либо путем анализа экспериментальных данных, либо в результате отдельно выполняемого численного моделирования. В нашем случае были использованы экспериментальные данные [23–25].

В свою очередь, входящая в (3) электронная температура связана с частотой ионизации электронным ударом  $Z_i(T_e)$  и поперечными размерами трубки  $R$ . Эта связь следует из упрощенного (одномерного) варианта уравнения (1), в котором учитываются лишь доминирующий процесс прямой ионизации невозбужденных молекул и гибель свободных электронов в результате диффузии на стенке разрядной трубки:

$$\frac{d^2 n_e}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dn_e}{dr} + \frac{Z_i(T_e)}{D} n_e = 0. \quad (4)$$

В соответствии с распределением Саха частота ионизации экспоненциально зависит от отношения потенциала ионизации  $U_i$  к энергии электронов [26]:

$$Z_i = \alpha N \frac{6 \cdot 10^2}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{2kT_e}{m_e} \right)^{3/2} \frac{m_e}{q_e} \left( 1 + \frac{q_e U_i}{kT_e} \right) \exp \left( - \frac{q_e U_i}{kT_e} \right).$$

Совместно с граничным условием  $n_e(r=R) = 0$ , соответствующим гибели электронов на стенке, уравнение Бесселя (4) связывает  $T_e$  с радиусом  $R$  разрядной трубки. Необходимая для вычисления напряженности поля электронная температура определяется либо в результате численного решения всей описанной одномерной задачи (с возможным уточнением граничных условий на стенке [10]), либо при решении содержащего зависящий от типа газа экспериментально подбираемый параметр  $C$  трансцендентного уравнения

$$\sqrt{\frac{kT_e}{q_e U_i}} \left( 1 + \frac{1}{2} \frac{q_e U_i}{kT_e} \right) \exp\left( -\frac{q_e U_i}{kT_e} \right) 1,16 \cdot 10^7 (CpR)^2 = 1, \quad (5)$$

возникающего в случае использования известного для нулевых граничных условий решения (4) в форме  $R(Z_i / D)^{1/2} = 2,4$ .

Получаемые в результате описанных процедур зависимости электронной температуры и напряженности поля приведены на рис. 1, а, б. Падение напряжения на столбе вычисляется умножением рассчитанной напряженности поля  $E$  на экспериментально измеренную для тех же давлений длину положительного столба [22].

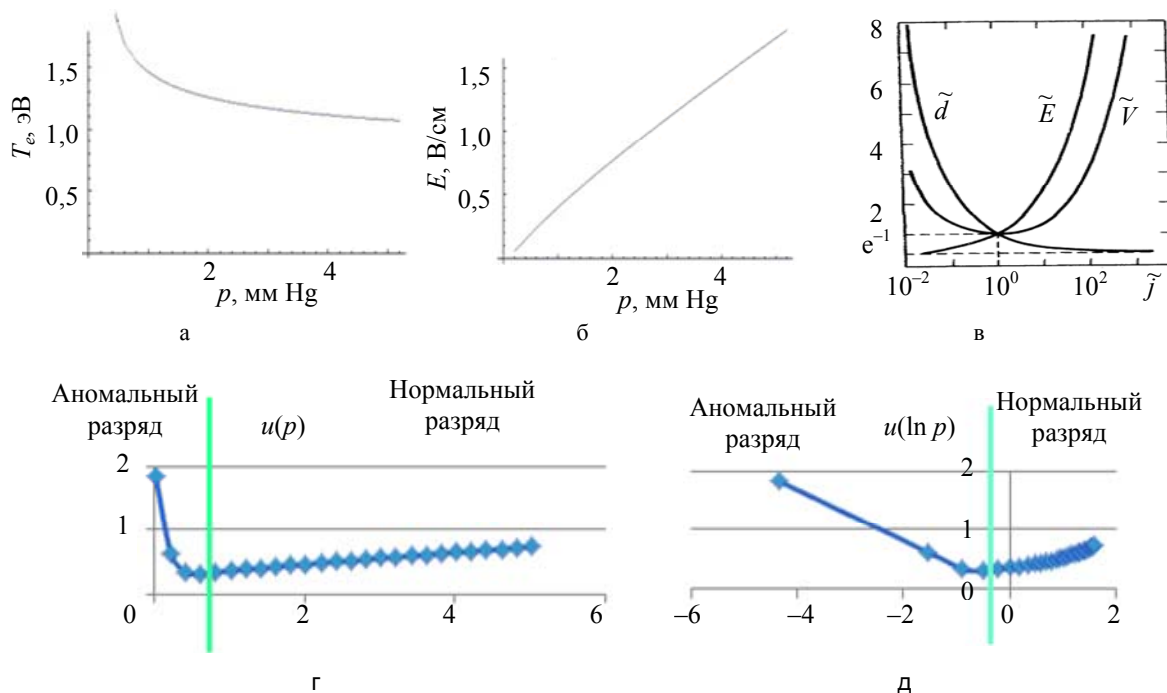


Рис. 1. К расчету падения напряжений  $u$  на положительном столбе и в катодном слое от давления  $p$ : полученная в результате численного решения (5) зависимость  $T_e(p)$  (а); рассчитанная зависимость напряженности поля в положительном столбе от давления (б); полученная в [10] зависимость толщины катодного слоя  $\tilde{d}$ , поля на катоде  $\tilde{E}$  и падения катодного напряжения  $\tilde{V}$  в безразмерных величинах (в); полученные в рамках расчетов зависимости катодного падения напряжения (в кВ) в трубке от давления воздуха (в мбар) в ней в обычном (г) и логарифмическом (д) масштабах

Вторая (доминирующая) часть измеряемой разности потенциалов разрядного промежутка приходится на катодную область, обеспечивающую самоподдерживающийся процесс генерации свободных электронов, необходимых для поддержания разряда. Вариант построения одномерной упрощенной модели однородного прикатодного слоя предложен в [10] на базе известного из элементарных курсов условия самоподдержания разряда:

$$\alpha d = \ln(1 + \gamma^{-1}), \quad (6)$$

связывающего между собой толщину прикатодного слоя  $d$ , ионизационный коэффициент  $\alpha$  и параметр  $\gamma$ , характеризующий вероятность выбивания электрона с катода в результате прихода на него иона. При использовании для  $\alpha$  эмпирической формулы Таундсена модель позволяет связать плотность тока на поверхности катода с падением напряжения в прикатодном слое и оценить минимальное падение напряжения в слое и соответствующее ему «нормальное значение» плотности тока на катоде  $j_n$  (рис. 1, в). Произведение этой нормальной плотности тока на площадь катода дает предельную величину разрядного тока, до достижения которой падение напряжения в прикатодной области остается постоянным («нормальный разряд»). При дальнейшем увеличении тока падение напряжения в слое начинает резко возрастать, что соответствует переходу к «аномальному» режиму разряда.

Для тестовой оценки падения напряжения в катодном слое взяты результаты, полученные в [10] в рамках простейших приближений (6). Выполненные с их использованием расчеты соответствующих плотностей тока на допускающем существование тлеющего разряда интервале давлений показали, что на реализованном в [22] интервале условий происходил переход от нормального типа разряда к аномальному (рис. 1, г, д).

Сделанные на основе [10] первоначальные тестовые оценки были уточнены в результате естественного обобщения полуаналитической модели прикатодного слоя, учитывающей неоднородность электрического поля. В нем был использован очевидный аналог критерия самоподдержания разряда (6) для случая зависимости напряженности поля от расстояния от катода:

$$\int_0^d \alpha(E(z)) dz = \ln(1 + \gamma^{-1}). \quad (7)$$

Для  $E(z)$  зависимость выбиралась либо линейной, либо соответствующей данным зондовых измерений в похожих разрядах. В обоих случаях относительные величины поправок к исходно полученным значениям катодного падения напряжения были не более 10%.

На рис. 2 приведены результаты выполненного на основе полуэмпирического подхода численного моделирования разряда с параметрами, соответствующими эксперименту [22], вместе с экспериментально полученными данными.

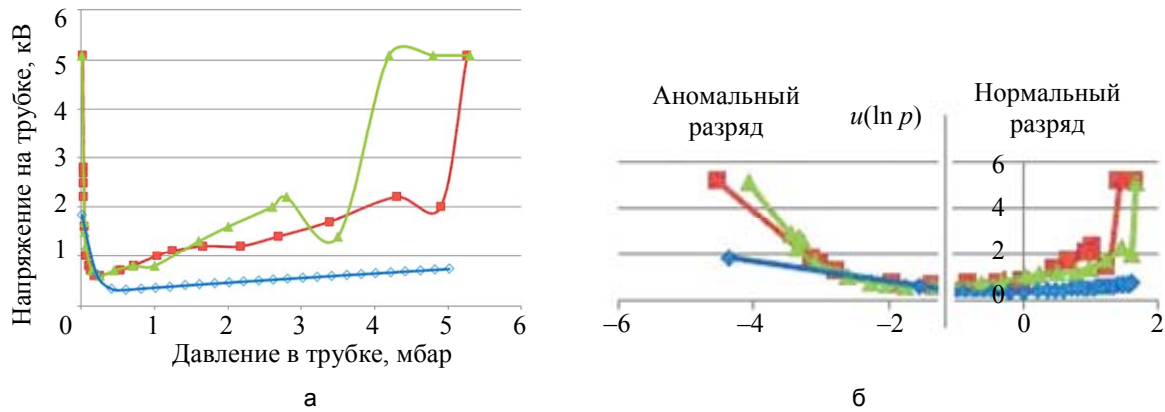


Рис. 2. Сравнение результатов численного моделирования при полуэмпирическом подходе (маркеры в виде ромбов) с экспериментально полученными зависимостями падений напряжений на трубке от давления (откачка трубки – маркеры в виде квадратов, напуск воздуха – треугольные маркеры) для питающего напряжения 5,1 кВ в обычном (а) и логарифмическом (б) масштабе

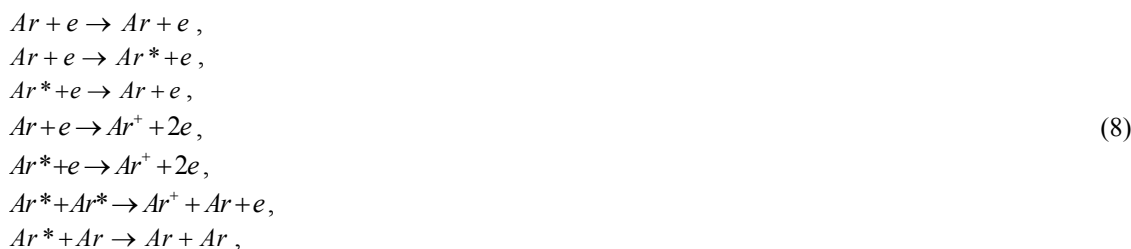
Существенно заниженные по сравнению с данными эксперимента результаты могут быть исправлены в результате варьирования подгоночных параметров полуэмпирической модели, полученных при измерениях [23–25] в существенно отличных от [22] условиях. Однако более привлекательным является подход, основанный на априорном улучшении физической модели путем явного учета существенно большего количества плазменных процессов, чем в (3)–(7). Такой подход требует перехода к микроскопическому описанию газоразрядных сред.

### Переход от полуэмпирических макроскопических моделей газоразрядной плазмы к микромоделям

В качестве первого шага на пути построения сглаженной микроскопической модели разряда в воздушной смеси необходима апробация гидродинамического подхода на модельной системе, физические свойства которой максимально соответствуют приближениям, использованным в полуаналитических расчетах по методике (3)–(7).

В практике изучения воздушных разрядов и предварительных оценок их параметров весьма популярно использование его упрощенного аналога – разряда в аргоне. Возможность замены оправдывается близостью величины энергии ионизации аргона к мало различающимся между собой значениям для азота и кислорода. Учет в полуэмпирическом подходе только двух механизмов образования свободных электронов в разряде (ионизация молекул из основного состояния электронным ударом и выбивание электронов с катода ионами) делает удобным использование описанного в [20] стандартного примера моделирования разряда в аргоне для создания сглаженной микроскопической модели системы, соответствующей приближениям (3)–(7). В результате были выполнены расчеты распределения потенциала вдоль оси цилиндрической трубки и интегрального падения напряжения на межэлектродном участке при различных давлениях газа в рамках существенно двумерной численной модели разряда в аргоне, обладающего цилиндрической симметрией, параметры которого соответствовали использованным при полуэмпирических расчетах воздушного разряда (рис. 3).

Исходная модель разряда в аргоне учитывала следующие компоненты газоразрядной среды: атомы в невозбужденном состоянии ( $Ar$ ), атомы в возбужденном долгоживущем метастабильном состоянии ( $Ar^*$ ), однократные ионы аргона в основном состоянии ( $Ar^+$ ) и электроны ( $e$ ). В результате, помимо аналогов рассматриваемых в (3)–(7) процессов (прямой ионизации из основного состояния электронным ударом и ухода заряженных частиц на стенки), список реакций, протекающих в объеме,



содержал процессы с участием возбужденных атомов, которые, при прочих равных условиях, способны облегчать ионизацию и приводить к уменьшению эффективного сопротивления разрядного промежутка. Другой очевидной причиной, способной привести к аналогичным расхождениям результатов, получаемых по сопоставляемым моделям (3)–(7) и (8), является существенное различие в вероятностях  $\gamma$  выбивания с катода электронов ионами аргона и азота (соответственно 0,09 [27] и 0,005 [28]). В результате расчеты по схеме (8) дали еще более заниженный результат (рис. 3, а, кривые 2 и 3).

Исключение из рассмотрения реакций с участием атомов аргона в метастабильных состояниях путем искусственного уменьшения констант скорости их возбуждения на 1–2 порядка не привело к значительным изменениям интегральных электрических свойств модельного разряда, а корректировка эффективности выбивания электронов с катода повысила величину падения напряжения в прикатодном слое и привела к хорошему согласию между сопоставляемыми моделями в области аномального разряда, соответствующей падающему участку кривой  $U(p)$  (рис. 3, а, кривые 1 и 3). На соответствующем нормальному разряду интервале давлений результаты расчетов по описанной микромоделю все еще остаются сильно заниженными.

На рис. 3, б, приведены зависимости распределения потенциала вдоль оси трубки, полученные при усредненном микромоделировании разряда в аргоне (8) в описанном модельном газе, имитирующем воздушную смесь. Как видно, доминирующий вклад принадлежит падению напряжения в прикатодной области, которое в области аномального разряда согласуется с полуэмпирическими расчетами. В области нормального разряда рост падения напряжения с давлением должен обуславливаться увеличением напряженности поля в положительном столбе, для которого микромодель дает заниженные значения. Последнее, по-видимому, связано с некорректным учетом механизмов потери энергии электронами при столкновениях, которая может быть грубо описана с помощью входящего в (3) параметра  $\delta$ . В случае инертного газа он оценивается отношением масс электрона и атома и имеет величину порядка  $10^{-4}$ , для столкновений с молекулярным азотом значение  $\delta$  оказывается примерно в 20 раз большим [24, 25]. При условии примерного равенства электронных температур (во всех трех случаях моделирования 1–1,5 эВ) в соответствии с (3) корректный учет потерь энергии электронами должен привести к существенному возрастанию напряженности поля (и, следовательно, падения напряжения) в положительном столбе примерно в 4 раза. В результате значения падения напряжения в области нормального разряда должны совпадать с результатами аналитической модели или даже превышать их. Последнее, разумеется, требует проверки с использованием микромоделю тлеющего разряда в молекулярном азоте и его смеси с кислородом, а также сопоставления результатов моделирования с экспериментом.

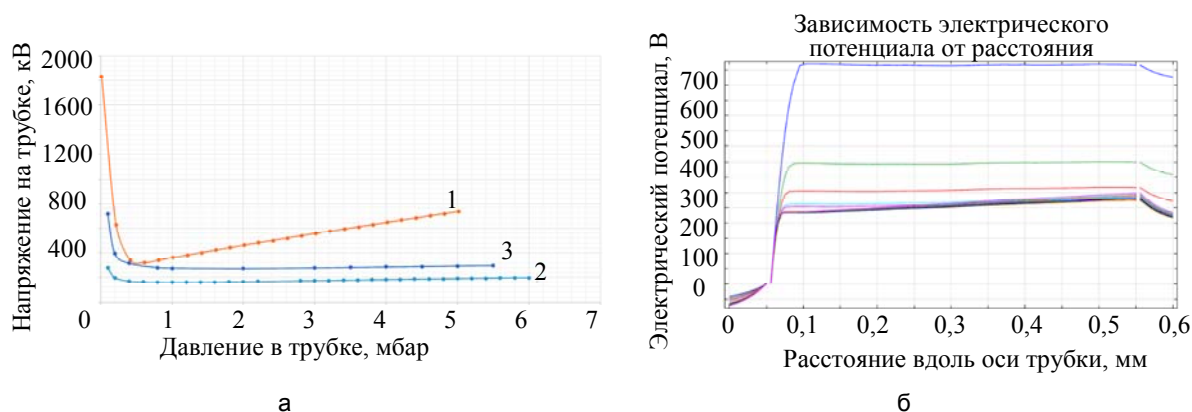


Рис. 3. Результаты численного моделирования газового разряда в замещающем воздушную смесь эффективном газе при учете прямой и каскадной (через метастабильное состояние) ионизации при различных давлениях и питающем напряжении в 5,1 кВ: зависимости межэлектродного падения напряжения от давления замещающего газа (1 – полуаналитическая модель; 2 – разряд в аргоне; 3 – разряд в воздухоподобном модельном газе) (а); продольные профили распределения электрического потенциала вдоль оси трубки для различных давлений эффективного газа (б)



**Экспериментальное сопровождение работ по развитию методов микромоделирования разрядов в многокомпонентных газовых смесях**

Первые оценочные сопоставления основанных на двух подходах тестовых моделей разрядов в воздухе с результатами экспериментальных измерений проводились по интегральным электрическим характеристикам разряда. Данные были получены на лабораторной установке, созданной на базе промышленно выпускаемого комплекта оборудования [29] и предназначенной для эксперимента по организации физического учебного практикума нового типа, включающего в себя в качестве обязательной составляющей научную деятельность обучаемых [30–32].

Тлеющий разряд зажигался в межэлектродном промежутке длиной 500 мм в трубке диаметром 50 мм, откачиваемой до давления от нескольких торр до сотых торра, от источника, подключаемого через балластное сопротивление в 5 Мом и регулируемого на интервале от 0 до 10 кВ. При питающих напряжениях 3–10 кВ наблюдался устойчивый тлеющий разряд с четко выраженной прикатодной областью и стратифицированным положительным столбом. Перечисленные параметры были использованы при построении рассмотренных моделей.

Полученные зависимости интегральных характеристик разряда от давления и питающих напряжений свидетельствуют о систематическом занижении рассчитываемых в рамках тестируемых методов полей и межэлектродных падений напряжения в тлеющем разряде в воздухе (рис. 4). Одной из главных причин может быть несоответствие реальных потерь электронами их энергии при столкновениях с используемым в моделях описанием из-за присутствия в реальной воздушной смеси примесей из трехатомных молекул (воды, углекислого газа) с богатыми колебательными и вращательными энергетическими спектрами. Для ответа на поставленный вопрос необходимы измерения в чистых газах, а также в смесях, содержащих калиброванные добавки. Кроме того, детальный характер описания газоразрядных сред, даваемый микромоделями, ставит вопрос о возможности получения экспериментальных данных с той же степенью полноты. Указанные соображения инициировали работы по созданию универсального измерительного стенда, включающего вакуумную камеру, допускающую зажигание разрядов с различной геометрией в газовых смесях с различными калиброванными составами и позволяющую осуществлять селективную по разрядному объему комплексную зондовую и оптическую (на следующем этапе) диагностику плазмы.

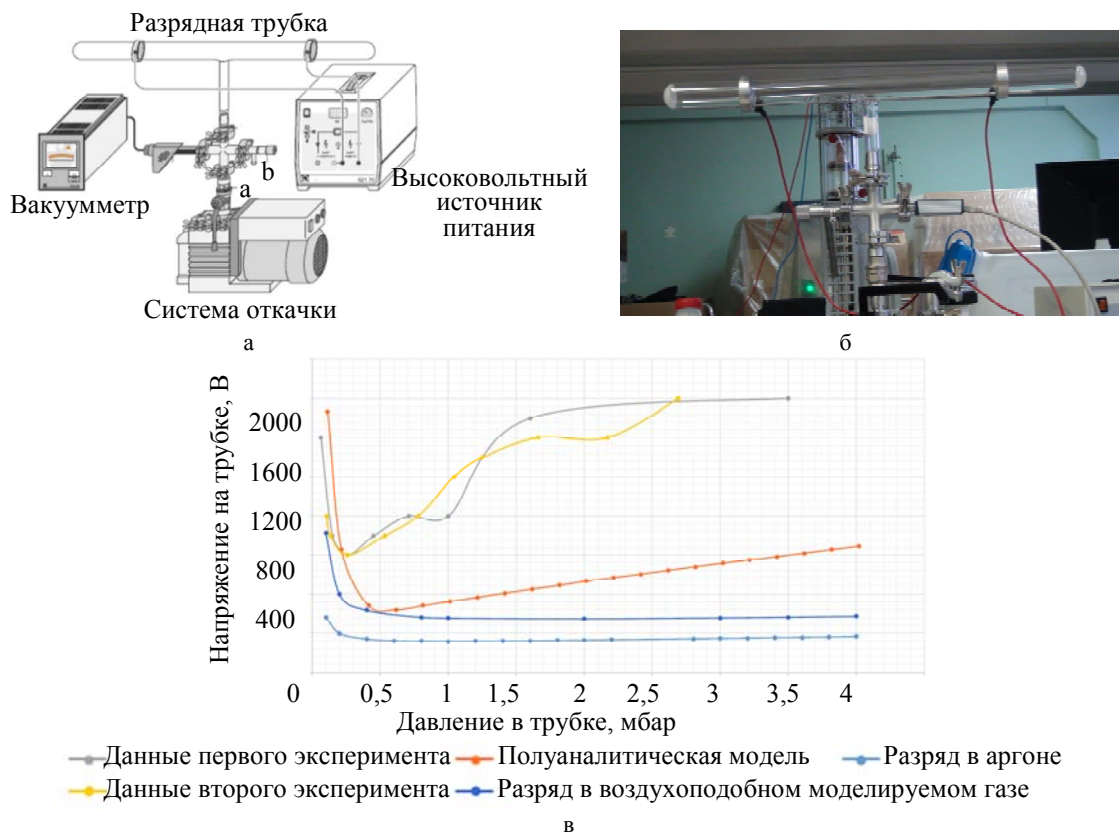


Рис. 4. Стандартная комплектация лабораторной установки для изучения газового разряда: схема учебной установки (а); общий вид установки (б); сопоставление данных, полученных на установке, с результатами численного моделирования (в)

Систематические измерения характеристик газовых разрядов в различных смесях и ресурсоемкие расчеты подразумевают выполнение больших объемов сравнительно однотипных исследовательских работ, к которым могут привлекаться наиболее подготовленные и мотивированные учащиеся из различных возрастных групп. Указанная деятельность может рассматриваться как своеобразный методический эксперимент по решению широко обсуждаемой сегодня задачи раннего привлечения молодежи к научным исследованиям в целях обеспечения непрерывного перехода от обучения к исследовательской деятельности.

### Заключение

Результаты выполненного в рамках популярных сегодня полуэмпирических методов моделирования тлеющего разряда в длинной трубке с воздушной смесью при пониженных давлениях привели к существенно заниженным, по сравнению с данными эксперимента, значениям падения напряжения на межэлектродном промежутке. Полученные систематические расхождения были ожидаемы в связи с заведомо упрощенным характером подхода, основанного на аналитическом описании, и ставят вопрос о возможности построения более точных моделей разрядов в многокомпонентных газовых смесях. Выполненные на базе простейшей модели, использующей гипотетический воздухоподобный газ, тестовые расчеты, основанные на использовании усредненного микроскопического подхода, продемонстрировали качественно правильное поведение численной модели исследуемого разряда. Последнее открывает путь поэтапного развития модели с целью ее приближения к адекватному описанию разрядов в воздушной смеси. Детальное описание разрядов, получаемых в результате использования моделей апробированного типа, требует соответствующего развития используемого измерительного оборудования в направлении существенного расширения номенклатуры получаемых на нем экспериментальных данных о разряде. Соответствующие работы выполняются.

### Литература

1. Bogdanov E.A., Kudryavtsev A.A., Ochikova Z.S. Main scenarios of spatial distribution of charged and neutral components in SF<sub>6</sub> plasma // IEEE Transactions on Plasma Science. 2013. V. 41. N 12. P. 3254–3267.
2. Богданов Е.А., Капустин К.Д., Кудрявцев А.А., Чирцов А.С. Сопоставление различных вариантов гидродинамического (*fluid*) моделирования продольной структуры микроразряда атмосферного давления в гелии // ЖТФ. 2010. Т. 80. № 10. С. 41–53.
3. Bogdanov E.A., Chirtsov A.S., Kudryavtsev A.A. Fundamental nonambipolarity of electron fluxes in 2D plasmas // Physical Review Letters. 2011. V. 106. N 19. Art. N195001.
4. Kaganovich I.D., Demidov V.I., Adams S.F. and Raites Y. Non-local collisionless and collisional electron transport in low-temperature plasma // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2009. V. 51. N 12. Art N124003.
5. Современные проблемы физики газового разряда [Электронный ресурс]. Режим доступа: <http://physelec.phys.msu.ru/science/discharge/discharge.html>, свободный. Яз. рус. (дата обращения 12.11.2013).
6. Студентам и школьникам – книги – газовый разряд [Электронный ресурс]. Режим доступа: [http://www.ph4s.ru/book\\_ph\\_gazryad.html](http://www.ph4s.ru/book_ph_gazryad.html), свободный. Яз. рус. (дата обращения 12.11.2013).
7. Автаева С.В., Оторбаев Д.К., Скорняков А.В. Экспериментальное исследование характеристик тлеющего разряда в воздухе // Вестник КРСУ. 2002. Т 2. № 2. С. 4–6.
8. Mahadevan S., Raja L.L. Simulations of direct-current air glow discharge at pressures 1 Torr: Discharge model validation // Journal of Applied Physics. 2010. V. 107. N 9. Art. N093304.
9. Gambling W.A., Edels H. The high-pressure glow-discharge in air // British Journal of Applied Physics. 1954. V. 5. N 1. P. 36–39.
10. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1971. 490 с.
11. Кудрявцев А.А., Мустафаев А.С., Цыганов А.Б., Чирцов А.С., Яковлева В.И. Спектры энергии электронов в гелии, наблюдаемые в микроплазменном детекторе CES // ЖТФ. 2012. Т. 82. № 10. С. 1–6.
12. Кудрявцев А.А., Смирнов А.С., Цендин Л.Д. Физика тлеющего разряда. СПб: Лань, 2010. 512 с.
13. Compilation of electron cross sections used by A.V. Phelps [Электронный ресурс]. Режим доступа: [http://jilawwww.colorado.edu/~avp/collision\\_data/electronneutral/electron.txt/](http://jilawwww.colorado.edu/~avp/collision_data/electronneutral/electron.txt/) свободный. Яз. англ. (дата обращения 14.09.2013).
14. Собельман И.И. Введение в теорию атомных спектров. М.: Физматгиз, 1963, 640 с.
15. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Сечения возбуждения атомов и ионов электронами. М.: Наука, 1973. 142 с.
16. Очкур В.И. О методе Борна–Оппенгеймера в теории атомных столкновений // ЖЭТФ. 1963. Т. 45. С. 753.
17. Гордеев С.В., Чирцов А.С. Столкновительные переходы между различающимися по спину высоковозбужденными уровнями атомов второй группы // Вестник СПбГУ. Серия 4. Физика. Химия. 1991. № 1. С. 146–149.



18. Марек В.П., Чирцов А.С. Исследование столкновительных переходов с изменением спина между высоковозбужденными состояниями атомов гелия методом лазерной накачки // Известия Международной академии наук высшей школы. 2012. № 2 (60). С. 29–36.
19. Marek V., Chirtsov A. Research of collisional displacement of diverse highly excited states of Helium by means of the method of levels laser injection in cluster and plasma zone // Proc. of Int. Scientific Seminar Physics of Laser Processes and Applications. Ryazan, 2012. P. 96–101.
20. Russian Comsol Page. HUMUSOFT [Электронный ресурс]. Режим доступа: <http://www.humusoft.com/produkty/comsol/ru> свободный. Яз. рус. (дата обращения 14.09.2010).
21. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, Физматлит, 1987. 592 с.
22. Чирцов А.С., Марек В.П. Варианты использования компьютерных технологий для интенсификации практикумов и приближения учебных работ к научным исследованиям // Информатика и образование. 2013. № 9. С. 22–34.
23. Ashihara O. The electron energy loss rates by polar molecules // Institute of Space and Aeronautical Science, Tokyo. 1975. V. 40. N 530. P. 257.
24. Dalidchik F.I., Sayasov Yu.S. Recombination of electrons in molecular gases // Journal of Experimental and Theoretic Physics, 1965. V. 49. P. 302–305.
25. Rudge M.R.H. Theory of ionization of atoms by electron impact // Reviews of Modern Physics. 1968. V. 40. P. 564.
26. Энгель А. Ионизированные газы / Пер. с англ. М., ГИФМЛ, 1959. 332 с.
27. Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. Эмиссионная электроника. М.: Наука, 1966. 564 с.
28. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда / Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1961. 322 с.
29. Catalogues – LD DIDACTIC [Электронный ресурс]. Режим доступа: <http://www.ld-didactic.de/en/catalogues.html> свободный. Яз. англ. (дата обращения 12.05.2013).
30. Марек В.П., Чирцов А.С. Разработка мультимедийных описаний для нового лабораторного практикума по физике // Материалы XII Межд. конф. Физика в системе современного образования (ФССО-13). Петрозаводск: ПетрГУ, 2013. Т. 2. С. 217–220.
31. Чирцов А.С., Марек В.П. Новые подходы к созданию и использованию мультимедийных ресурсов // Компьютерные инструменты в образовании. 2011. №1. С. 58–72.
32. Чирцов А.С., Абутинов М.В., Марек В.П., Микушев С.В. Новые варианты использования информационных и мультимедийных технологий для реализации непрерывного высшего образования // Физическое образование в вузах. 2012. Т. 18. № 1. С. 109–125.

<b>Чернышева Мария Владимировна</b>	–	работник-исследователь 1-го класса, Институт фундаментальной электроники, Париж, Франция, Maria.Tchernycheva@ief.u-psud.fr
<b>Марек Вероника Петровна</b>	–	студент, магистр, Эколь - Политехник, Париж, Франция, nika.marek@mail.ru
<b>Чирцов Александр Сергеевич</b>	–	кандидат физ.-мат. наук, профессор, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия; доцент, Санкт-Петербургский государственный университет, физический факультет, alex_chirtsov@mail.ru
<b>Швагер Данила Александрович</b>	–	аспирант, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия, shvagerdani@gmail.com
<b>Maria V. Tchernycheva</b>	–	Chargé de recherche CNRS 1 classe, PhD, Institut d'Electronique Fondamentale, Paris, France, Maria.Tchernycheva@ief.u-psud.fr
<b>Veronica P. Marek</b>	–	student, Ecole Polytechnique, Paris, France, nika.marek@mail.ru
<b>Alexander S. Chirtsov</b>	–	Professor, PhD, Associate professor, ITMO University, Saint Petersburg, Russia, alex_chirtsov@mail.ru
<b>Daniila A. Shvager</b>	–	postgraduate, ITMO University, Saint Petersburg, Russia, shvagerdani@gmail.com

Принято к печати 25.03.14  
Accepted 25.03.14