

Сопоставление различных вариантов гидродинамического (*fluid*) моделирования продольной структуры микроразряда атмосферного давления в гелии

© Е.А. Богданов, К.Д. Капустин, А.А. Кудрявцев, А.С. Чирцов

Санкт-Петербургский государственный университет,
198504 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: akud@ak2138.spb.edu

(Поступило в Редакцию 13 января 2010 г.)

Проведено сопоставление результатов расчетов различных модификаций гидродинамической (*fluid*) модели для тлеющего разряда при атмосферном давлении в гелии. Показано, что попытки улучшения и уточнения гидродинамической модели для описания газовых разрядов во многом являются бесперспективными, поскольку они зачастую приводят к обратному — даже ухудшают полученные результаты. Причиной этого являются принципиальные ограничения *fluid*-модели при описании таких сильнонеравновесных сред, как газовые разряды. В этих системах свойства ансамбля электронов уже нельзя принудительно отождествлять с поведением „средней частицы“, которая характеризуется средними концентрацией, направленной скоростью и энергией (температурой). В частности, значения температур электронов в прикатодной плазме, получаемые в результате *fluid*-моделирования, существенно превосходят как имеющиеся экспериментальные данные, так и оценки, основанные на физических соображениях. Поэтому для корректного рассмотрения поведения электронов в прикатодных плазменных областях разряда необходимо развитие последовательных кинетических методов описания.

Научный и практический интерес к тлеющим разрядам при атмосферном давлении (ТРАД, atmospheric pressure glow discharges — APGD) во многом определяется тем обстоятельством, что для их использования не требуется применения дорогостоящей и габаритной вакуумной техники. Это позволяет резко удешевить и упростить эксплуатацию приборов и устройств, использующих такие разряды.

Важной особенностью ТРАД являются их сравнительно малые размеры, которые можно реализовать на практике. Как известно (см., например, [1]), оптимальные условия для электрического пробоя, которые реализуются вблизи минимума кривой Пашена, когда напряжение пробоя и поддержания тлеющего разряда минимально, соответствуют значению параметра $pL \approx 0.5\text{--}5 \text{ см} \cdot \text{Торр}$, где p — давление газа, L — межэлектродный зазор. Поэтому если при низком давлении ($p \approx 1 \text{ Торр}$) типичные размеры разрядной области составляют единицы и десятки сантиметров, то при атмосферном давлении ($p = 760 \text{ Торр}$) эти условия соответствуют миллиметровым размерам и менее. Такие миниатюрные разряды (микроразряды) характеризуются (при прочих равных условиях) повышенным удельным энерговыделением, что может быть полезным для ряда приложений (см., например, [2,3]). Однако при этом происходит и более сильный, по сравнению с разрядами при низком давлении, нагрев газа, который необходимо учитывать при анализе ТРАД.

Многочисленные экспериментальные и расчетные данные различных авторов показывают, что ТРАД разряда в гелии (или смесях с гелием как буферным газом) имеет наиболее широкий диапазон условий стабильного горения.

Малые размеры ТРАД чрезвычайно затрудняют диагностику пространственных распределений его параметров. В то же время прямая экстраполяция результатов, полученных при низком давлении, на высокие давления (с тем же значением pL) часто бывает неприменима. Поэтому только с привлечением различных методов исследований можно получить непротиворечивую физическую картину исследуемых явлений и надежные скейлинги (законы подобия; от англ. *scaling laws*), дающие возможность прогнозировать свойства ТРАД для практически применимых условий.

Такой подход реализуется, в частности, в работах [4–7], где основное внимание уделяется исследованию сравнительно коротких микроразрядов в гелии, длина которых $L \approx 0.2\text{--}0.3 \text{ мм}$, т.е. величине $pL \approx 15\text{--}20 \text{ см} \cdot \text{Торр}$ (конкретные модификации и особенности ТРАД подобного типа для различных газов детально обсуждаются в [3]). При таких L , особенно при уменьшении плотности газа за счет его нагрева, основные приэлектродные области разряда — катодный слой (CF), отрицательное свечение (NG), фарадеево темное пространство (FDS), анодное падение (AF) занимают практически всю его длину. Для формирования явно выраженного автономного положительного столба (PC) в таких условиях недостаточно места [1], так что в условиях [4–7] определенно можно говорить лишь о переходной (к положительному столбу) области неоднородной плазмы. В этих работах были выполнены как экспериментальная диагностика [4,5], так и симуляция в рамках одномерной (1D) гидродинамической (*fluid*) модели [5,6]. Результаты моделирования [5,6] хорошо соответствуют экспериментальным данным [4–6]. Поскольку в [4] наблюдались растущие вольт-амперные

характеристики (ВАХ), то был сделан вывод о том, что в исследуемых условиях реализуется аномальный режим горения разряда. В работе [7] по модели Энгеля–Штеенбека [1,8,9] были также рассчитаны ВАХ исследуемых разрядов с учетом изменения температуры газа в результате его нагрева.

При моделировании в [5] использовалась 1D *fluid*-модель, которая является наиболее распространенной в практических расчетах.

Различные модификации гидродинамического описания детально отработаны на практике и накоплен большой опыт их использования как при одномерном, так и двумерном (2D) моделировании различных газовых разрядов. Также постоянно идет совершенствование этой модели путем учета дополнительных процессов и эффектов. Правомерность использования наиболее распространенных подходов при *fluid*-моделировании тлеющих разрядов, развитых ранее в [10–13], обосновывается в работе [14]. В основе всех модификаций *fluid*-модели лежит предложение вычислять транспортные и кинетические коэффициенты электронов не в зависимости от локального значения электрического поля, а как функции от электронной температуры T_e . В свою очередь, пространственный профиль T_e при этом находится из уравнения баланса энергии электронов, в котором учитываются не только объемные процессы, но и пространственный перенос тепла за счет теплопроводности.

При моделировании в [5] функция распределения электронов (ФРЭ) предполагалась максвелловской. К сожалению, это предположение, что неоднократно отмечалось в литературе, может быть неадекватным реальной ситуации. В частности, в ряде работ (см., например, [10,12,13]), были использованы модификации *fluid*-модели, в которых предприняты попытки учета немаксвелловости ФРЭ. Именно константы электронных процессов и коэффициенты переноса находились из решения локального кинетического уравнения Больцмана. Поскольку характеристики процессов с участием электронов сильно (экспоненциально) зависят от вида функции распределения электронов, то результаты 1D моделирования [5], полученные с максвелловской ФРЭ, желательно сравнить с более реалистичными подходами, обобщенными, в частности, в [14].

Отметим также, что в литературе неоднократно указывалось на чувствительность результатов расчетов к выбору используемого набора плазмохимических процессов и соответствующих скоростей реакций. Для гелия высокого давления сильная чувствительность результатов моделирования к изменению констант тех или иных элементарных процессов была, в частности, отмечена в [15]. В этой работе была также показана важность учета процессов с участием возбужденных частиц, например, ассоциативной ионизации и т.п., не учитываемых в используемой в [5] плазмохимической модели. В этой связи некоторые выводы работ [5–7] о преобладающей роли тех или иных плазмохимических процессов в балансе частиц являются, по нашему мнению, дискуссионными. В частности, нам представляется

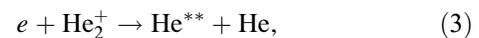
спорным высказанное в [7] (со ссылкой на результаты моделирования [5]) мнение, что главным каналом гибели плазменных электронов в экспериментальных условиях [4–7] ($T_e \approx 2 \text{ eV}$) является тройная рекомбинация с участием электронов



Как известно, скорость этого процесса имеет сильную зависимость от температуры электронов ($\sim T_e^{-9/2}$) [16,17]. Поэтому в слабо ионизованной плазме разряда высоких давлений при $T_e \approx 2 \text{ eV}$ ее эффективность обычно меньше тройной рекомбинации с участием атомов гелия



и/или диссоциативной рекомбинации



имеющих более слабую зависимость от T_e . Поэтому более распространенной является точка зрения [16–18], что главным каналом объемной гибели заряженных частиц разрядов при высоком давлении ($T_e \approx 2 \text{ eV}$) являются процессы (2), (3), но никак не (1).

Перечисленные обстоятельства свидетельствуют о целесообразности сопоставления результатов моделирования микроразрядов в гелии [4–7] с результатами, учитывающими как немаксвелловость ФРЭ, так и более детальный набор элементарных реакций в балансе заряженных и возбужденных частиц.

Необходимо также отметить, что более последовательный анализ, проведенный в [19] (см. также [20]), указывает на принципиальную неадекватность использования *fluid*-моделирования для таких сильно неравновесных систем, как газовые разряды. В этом случае состояние каждого макроскопически малого объема нельзя характеризовать локальными значениями температуры и других микроскопических параметров, т.е. использовать приближение локального термодинамического равновесия. В прикатодных областях разряда (CF, NG, FDS) такие важные процессы, как размножение электронов, перенос разрядного тока и сохранение квазинейтральности плазмы, определяются разными группами электронов. Поведение этих групп электронов оказывается существенно различным, так что характеризовать их средними характеристиками всего ансамбля, как это делается при гидродинамическом подходе, некорректно, что может приводить к грубым ошибкам [19,20]. В такой ситуации возникают серьезные сомнения в правомерности использования самой *fluid*-модели для получения детальной информации о параметрах тлеющего разряда.

В качестве первого шага представляет интерес сопоставление результатов расчетов различных модификаций *fluid*-модели.

В данной работе выполнены расчеты ТРАД в гелии при использовании двух модификаций *fluid*-модели: как

с максвелловской ФРЭ, так и с полученной в результате решения локального кинетического уравнения Больцмана. При этом использовался как набор плазмохимических процессов из [5], так и с более детальным учетом различных элементарных процессов. Сопоставления и анализ полученных результатов показывают, что попытки улучшения и уточнения описания характеристик электронного газа в рамках гидродинамической модели бесперспективны и могут, в силу ее принципиальных ограничений, в ряде случаев приводить к обратному — ухудшать результаты.

Моделирование параметров ТРАД в гелии проводилось в рамках гидродинамической модели по методикам, использованным ранее в [21,22]. Для концентраций ионных и нейтральных компонент плазмы решаются соответствующие уравнения непрерывности с описанием пространственного переноса в диффузионно-дрейфовом приближении и всевозможных объемных процессов их рождения и гибели. Для тяжелых частиц предполагается максвелловское распределение по энергии. Для электронов коэффициенты подвижности и диффузии, а также константы процессов с их участием, вычисляются по их функции распределения путем решения локального уравнения Больцмана. При нахождении ФРЭ в кинетическом уравнении учитывается нагрев электронов в продольном электрическом поле и изменение их энергии за счет упругих, межэлектронных и неупругих столкновений. Температура электронов T_e (понимаемая как $2/3$ средней энергии всего ансамбля) находится из уравнения баланса энергии электронов. Определенная так T_e является монотонно возрастающей функцией электрического поля E . Это позволяет сделать замену переменных: константы электронных процессов и коэффициенты переноса рассматриваются как функции T_e , а не электрического поля. Далее, при решении уравнений баланса, используются именно эти зависимости. Более подробная формулировка самосогласованной системы уравнений, описание итерационной численной схемы и методов решения приведены в [21,22].

При моделировании разрядов высокого давления необходимо учитывать процессы с участием не только атомарных, как при низком давлении, но и молекулярных заряженных и возбужденных частиц. Поскольку в плазмохимических процессах участвуют или образуются возбужденные частицы в различных состояниях, то необходимо учитывать такое (хотя бы минимальное) число возбужденных состояний атомов и молекул, знания которых будет достаточно для адекватного описания специфики протекания основных элементарных реакций. В этой связи хорошо зарекомендовавшие себя для низкого давления двух- и трехуровневые модели атома инертного газа с выделением только нижнего метастабильного и резонансного уровней с $n = 2$ представляются недостаточными. Это связано с тем обстоятельством, что в таких важных процессах, как диссоциативная и тройная рекомбинация, ассоциативная ионизация и т.п., участвуют или образуются возбужденные атомы

с главным квантовым числом $n = 3$ и выше. В свою очередь, захваченный на высокие состояния в результате рекомбинации электрон может затем не девозбудиться и в конечном счете прорекомбинировать, а напротив, вернуться обратно в континуум, так и не достигнув даже состояний с $n = 2$. Поэтому предположение (как это принято в двух- и трехуровневых моделях) о том, что процессы рекомбинации сразу идут на нижние уровни с $n = 2$, равно как и неучет ассоциативной ионизации при столкновениях нормального и возбужденного атомов, в которой эффективно участвуют возбужденные атомы с $n = 3$ и выше, может приводить к значительным ошибкам. Поэтому как минимум необходимо учитывать возбужденные атомные состояния с главными квантовыми числами $n = 2, 3$. При этом группы энергетически близко расположенных уровней, которые быстро перемешиваются атомным ударом, следует объединить в один эффективный уровень. Этому состоянию приписываются суммарный статистический вес и средняя энергия. Для возбужденных молекул гелия достаточно учесть два нижних состояния: метастабильное и излучающее.

Исходя из сказанного минимальная (в том смысле, что любое ее дальнейшее упрощение может приводить к потере важной информации) плазмохимическая модель атома гелия при высоком давлении должна учитывать по крайней мере четыре нижних метастабильных и резонансных возбужденных состояния с $n = 2$ и эффективный уровень атома с $n = 3$, а также два эксимерных молекулярных состояния (метастабильное и излучающее) гелия, а также атомарные и молекулярные ионы.

В используемой в работе плазмохимической модели гелия учитывается баланс 5 эффективных возбужденных энергетических уровней атома, представленных в табл. 1. В модели также учитывается баланс двух эксимерных молекулярных состояний гелия и двух молекулярных ионов, представленных в табл. 2. Данные по структуре атомарных уровней гелия взяты из электронного справочника [23], данные по молекулярным состояниям гелия взяты из [24]. В табл. 3 представлена использованная плазмохимическая модель с набором из 86 реакций.

При высоком давлении большую роль в кинетике играют столкновения не только с электронами, но также с участием тяжелых частиц — это процессы конверсии атомарных ионов в молекулярные и т.п. Эффективность этих процессов зависит также от температуры T_g газа (тяжелых частиц). Поскольку в ТРАД происходит нагрев газа, то надо учитывать и температурную зависимость констант соответствующих процессов и в частности, для процессов 35–40, 72, 82.

В разработанной плазмохимической модели скорости 25 реакций с участием электронов вычисляются посредством свертки функции распределения электронов с эффективным дифференциальным сечением рассеяния электрона для соответствующего перехода. Данные по сечениям брались из [25–29].

Ниже, на рис. 1, приведены графики используемых при расчетах в нашей модели сечений.

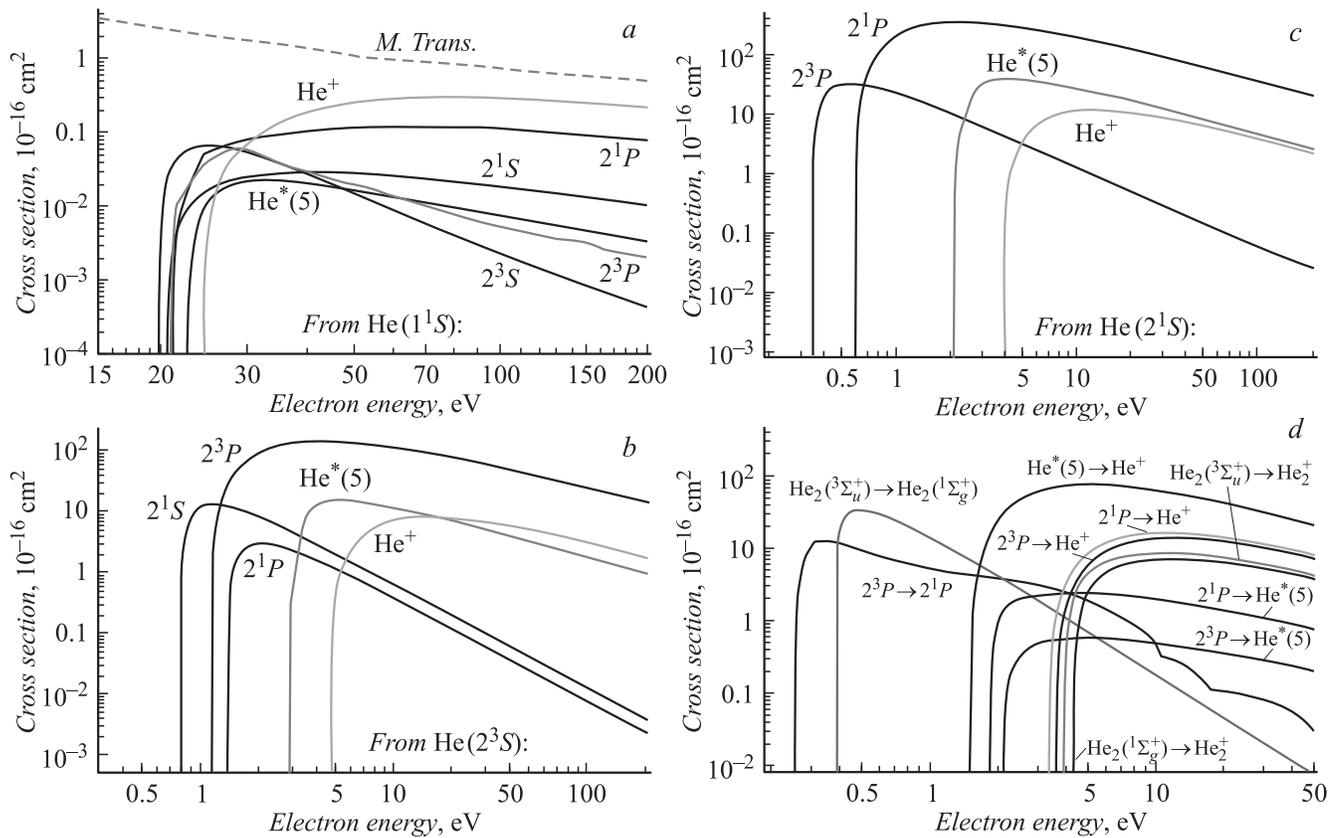


Рис. 1. Сечения электронного рассеяния: (а) на основном состоянии атома гелия, (б) на уровне $\text{He}^*(1)$ атома гелия, (с) на уровне $\text{He}^*(2)$ атома гелия, (д) на уровнях $\text{He}^*(3)$, $\text{He}^*(4)$ и $\text{He}^*(5)$ атома гелия, сечения перехода между эксимерными молекулярными состояниями и ступенчатых ионизаций с этих уровней.

Таблица 1. Учитываемые состояния атома гелия

№	Обозначение	Энергия, eV	Статистический вес	Компоненты эффективного уровня
0	He	0	1	1^1S_0 (0 eV)
1	$\text{He}^*(1)$	19.812	3	2^3S_1 (19.82 eV)
2	$\text{He}^*(2)$	20.62	1	2^1S_0 (20.62 eV)
3	$\text{He}^*(3)$	20.96	9	2^3P_2 (20.96 eV), 2^3P_1 (20.96 eV), 2^3P_0 (20.96 eV)
4	$\text{He}^*(4)$	21.22	3	2^1P_1 (21.22 eV)
5	$\text{He}^*(5)$	23.02	36	3^3S_0 (22.72 eV), 3^1S_1 (22.92 eV), 3^3P_2 (23.01 eV), 3^3P_1 (23.01 eV), 3^3P_0 (23.01 eV), 3^3D_3 (23.07 eV), 3^3D_2 (23.07 eV), 3^3D_1 (23.07 eV), 3^1D_2 (23.07 eV), 3^1P_1 (23.09 eV) (все термы с главным квантовым числом $n = 3$)
6	He^+	24.59	2	He^+

Таблица 2. Учитываемые состояния возбужденных молекул и молекулярных ионов гелия

№	Обозначение	Терм	Энергия, eV
1	$\text{He}_2^*(1)$	$\text{He}_2(3^3\Sigma_u^+)$, статистический вес $g = 3$	17.97
2	$\text{He}_2^*(2)$	$\text{He}_2(1^1\Sigma_g^+)$, статистический вес $g = 1$	18.36
3	He_2^+	He_2^+	22.24
4	He_3^+	He_3^+	22.12

Таблица 3. Набор учитываемых плазмохимических процессов в гелии

№	Процесс	Константа реакции	Комментарий
1	$e + \text{He} \rightarrow e + \text{He}$	Свертка сечения с ФРЭ	Упругое рассеяние
2	$e + \text{He} \leftrightarrow e + \text{He}^* (1)$	То же	Прямое возбуждение
3	$e + \text{He} \leftrightarrow e + \text{He}^* (2)$	—	То же
4	$e + \text{He} \leftrightarrow e + \text{He}^* (3)$	—	—
5	$e + \text{He} \leftrightarrow e + \text{He}^* (4)$	—	—
6	$e + \text{He} \leftrightarrow e + \text{He}^* (5)$	—	—
7	$e + \text{He}^* (1) \leftrightarrow e + \text{He}^* (2)$	—	Ступенчатое возбуждение
8	$e + \text{He}^* (1) \leftrightarrow e + \text{He}^* (3)$	—	То же
9	$e + \text{He}^* (1) \leftrightarrow e + \text{He}^* (4)$	—	—
10	$e + \text{He}^* (1) \leftrightarrow e + \text{He}^* (5)$	—	—
11	$e + \text{He}^* (2) \leftrightarrow e + \text{He}^* (3)$	—	—
12	$e + \text{He}^* (2) \leftrightarrow e + \text{He}^* (4)$	—	—
13	$e + \text{He}^* (2) \leftrightarrow e + \text{He}^* (5)$	—	—
14	$e + \text{He}^* (3) \leftrightarrow e + \text{He}^* (4)$	—	—
15	$e + \text{He}^* (3) \leftrightarrow e + \text{He}^* (5)$	—	—
16	$e + \text{He}^* (4) \leftrightarrow e + \text{He}^* (5)$	—	—
17	$e + \text{He} \rightarrow 2e + \text{He}^+$	—	Прямая ионизация
18	$e + \text{He}^* (1) \rightarrow 2e + \text{He}^+$	—	Ступенчатая ионизация
19	$e + \text{He}^* (2) \rightarrow 2e + \text{He}^+$	—	То же
20	$e + \text{He}^* (3) \rightarrow 2e + \text{He}^+$	—	—
21	$e + \text{He}^* (4) \rightarrow 2e + \text{He}^+$	—	—
22	$e + \text{He}^* (5) \rightarrow 2e + \text{He}^+$	—	—
23	$e + \text{He}_2^* \rightarrow 2e + \text{He}_2^+$	—	—
24	$e + \text{He}_2^{**} \rightarrow 2e + \text{He}_2^+$	—	—
25	$e + \text{He}_2^* \leftrightarrow e + \text{He}_2^{**}$	—	—
26	$\text{He}^+ + 2e \rightarrow \text{He}^* (1) + e$	$k_{26} = 4.1 \cdot 10^{-27} T_e^{-4.5} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	Рекомбинация
27	$\text{He}^+ + 2e \rightarrow \text{He}^* (2) + e$	$k_{27} = 1.4 \cdot 10^{-27} T_e^{-4.5} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	То же
28	$\text{He}_2^+ + e + \text{He} \rightarrow \text{He}^* (1) + \text{He} + e$	$k_{28} = 1 \cdot 10^{-31} T_e^{-3.5} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	—
29	$\text{He}_2^+ + 2e \rightarrow \text{He}_2^+ + e$	$k_{29} = 5.4 \cdot 10^{-27} T_e^{-4.5} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	—
30	$\text{He}^+ + 2\text{He} \rightarrow \text{He}_2^+ + \text{He}$	$k_{30} = 3.017 \cdot 10^{-29} T_e^{-1} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	Ионная конверсия
31	$\text{He}_2^+ + 2\text{He} \rightarrow \text{He}_3^+ + \text{He}$	$k_{31} = 3.4 \cdot 10^{-29} T_e^{-0.75} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	То же
32	$e + \text{He}_2^+ \rightarrow \text{He}^* (2) + \text{He}$	$k_{32} = 3 \cdot 10^{-11} T_e^{-1.5} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	Рекомбинация
33	$e + \text{He}_3^+ \rightarrow \text{He}^* (2) + 2\text{He}$	$k_{33} = 2.9 \cdot 10^{-7} T_e^{-0.5} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	То же
34	$e + \text{He}_2^+ \rightarrow e + 2\text{He}$	$k_{34} = 3.8 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	Диссоциация
35	$\text{He}^* (1) + 2\text{He} \rightarrow \text{He}_2^* + \text{He}$	$k_{35} = 3.23 \cdot 10^{-33} \exp(-778/T_g) \text{ cm}^{-6} \text{ s}^{-1}$	Конверсия в эксимеры
36	$\text{He}^* (2) + 2\text{He} \rightarrow \text{He}_2^{**} + \text{He}$	$k_{36} = 3.23 \cdot 10^{-33} \exp(-778/T_g) \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	То же
37	$\text{He}^* (3) + 2\text{He} \rightarrow \text{He}_2^* + \text{He}$	$k_{37} = 3.23 \cdot 10^{-33} \exp(-778/T_g) \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	—
38	$\text{He}^* (4) + 2\text{He} \rightarrow \text{He}_2^{**} + \text{He}$	$k_{38} = 3.23 \cdot 10^{-33} \exp(-778/T_g) \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	—
39	$\text{He}^* (5) + 2\text{He} \rightarrow \text{He}_2^* + \text{He}$	$k_{39} = 2.42 \cdot 10^{-33} \exp(-778/T_g) \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	—
40	$\text{He}^* (5) + 2\text{He} \rightarrow \text{He}_2^{**} + \text{He}$	$k_{40} = 8 \cdot 10^{-34} \exp(-778/T_g) \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	—
41	$\text{He}^* (2) + \text{He} \rightarrow \text{He}^* (1) + \text{He}$	$k_{41} = 3.6 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	Девозбуждение
42	$\text{He}^* (5) + \text{He} \rightarrow \text{He}^* (3) + \text{He}$	$k_{42} = 3.204 \cdot 10^{-12} T_g^{0.5} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	То же
43	$\text{He}^* (5) + \text{He} \rightarrow \text{He}^* (4) + \text{He}$	$k_{43} = 3.204 \cdot 10^{-12} T_g^{0.5} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	—
44	$2\text{He}^* (1) \rightarrow e + \text{He}^+ + \text{He}$	$k_{44} = 2.4 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	Пеннинговская ионизация
45	$\text{He}^* (1) + \text{He}^* (2) \rightarrow e + \text{He}^+ + \text{He}$	$k_{45} = 2.4 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	То же
46	$\text{He}^* (1) + \text{He}^* (3) \rightarrow e + \text{He}^+ + \text{He}$	$k_{46} = 2.4 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	—
47	$\text{He}^* (1) + \text{He}^* (4) \rightarrow e + \text{He}^+ + \text{He}$	$k_{47} = 2.4 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	—
48	$\text{He}^* (1) + \text{He}^* (5) \rightarrow e + \text{He}^+ + \text{He}$	$k_{48} = 2.4 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	—
49	$\text{He}^* (1) + \text{He}_2^* \rightarrow e + \text{He}^+ + 2\text{He}$	$k_{49} = 2.5 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	—
50	$\text{He}^* (1) + \text{He}_2^{**} \rightarrow e + \text{He}^+ + 2\text{He}$	$k_{50} = 2.5 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	—
51	$2\text{He}^* (2) \rightarrow e + \text{He}^+ + \text{He}$	$k_{51} = 2.1 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	—
52	$\text{He}^* (2) + \text{He}^* (3) \rightarrow e + \text{He}^+ + \text{He}$	То же	—
53	$\text{He}^* (2) + \text{He}^* (4) \rightarrow e + \text{He}^+ + \text{He}$	—	—
54	$\text{He}^* (2) + \text{He}^* (5) \rightarrow e + \text{He}^+ + \text{He}$	—	—
55	$\text{He}^* (2) + \text{He}_2^* \rightarrow e + \text{He}^+ + 2\text{He}$	—	—
56	$\text{He}^* (2) + \text{He}_2^{**} \rightarrow e + \text{He}^+ + 2\text{He}$	—	—

Таблица 3 (продолжение)

№	Процесс	Константа реакции	Комментарий
57	$2\text{He}^*(3) \rightarrow e + \text{He}^+ + \text{He}$	$k_{57} = 2.1 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	Пеннинговская ионизация
58	$\text{He}^*(3) + \text{He}^*(4) \rightarrow e + \text{He}^+ + \text{He}$	То же	То же
59	$\text{He}^*(3) + \text{He}^*(5) \rightarrow e + \text{He}^+ + \text{He}$	— — —	— — —
60	$\text{He}^*(3) + \text{He}_2^* \rightarrow e + \text{He}^+ + 2\text{He}$	— — —	— — —
61	$\text{He}^*(3) + \text{He}_2^{**} \rightarrow e + \text{He}^+ + 2\text{He}$	— — —	— — —
62	$2\text{He}^*(4) \rightarrow e + \text{He}^+ + \text{He}$	— — —	— — —
63	$\text{He}^*(4) + \text{He}^*(5) \rightarrow e + \text{He}^+ + \text{He}$	— — —	— — —
64	$\text{He}^*(4) + \text{He}_2^* \rightarrow e + \text{He}^+ + 2\text{He}$	— — —	— — —
65	$\text{He}^*(4) + \text{He}_2^{**} \rightarrow e + \text{He}^+ + 2\text{He}$	— — —	— — —
66	$2\text{He}^*(5) \rightarrow e + \text{He}^+ + \text{He}$	— — —	— — —
67	$\text{He}^*(5) + \text{He}_2^* \rightarrow e + \text{He}^+ + 2\text{He}$	— — —	— — —
68	$\text{He}^*(5) + \text{He}_2^{**} \rightarrow e + \text{He}^+ + 2\text{He}$	— — —	— — —
69	$2\text{He}_2^* \rightarrow \text{He}^+ + 3\text{He}$	— — —	— — —
70	$\text{He}_2^* + \text{He}_2^{**} \rightarrow \text{He}^+ + 3\text{He}$	— — —	— — —
71	$2\text{He}_2^{**} \rightarrow \text{He}^+ + 3\text{He}$	— — —	— — —
72	$\text{He}_3^+ + \text{He} \rightarrow \text{He}_2^+ + 2\text{He}$	$k_{72} = 8 \cdot 10^{-11} T_g^{-1.5} \exp(-1973/T_g) \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	Ионная конверсия
73	$\text{He}^*(3) \rightarrow \text{He}$	$k_{73} = 1 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$	Излучение
74	$\text{He}^*(4) \rightarrow \text{He}$	$k_{74} = 1.8 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$	То же
75	$\text{He}^*(5) \rightarrow \text{He}$	$k_{75} = 9.1 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$	— — —
76	$\text{He}^*(3) \rightarrow \text{He}^*(1)$	$k_{76} = 1.022 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$	— — —
77	$\text{He}^*(4) \rightarrow \text{He}^*(2)$	$k_{77} = 1.97 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$	— — —
78	$\text{He}^*(5) \rightarrow \text{He}^*(3)$	$k_{78} = 2.94 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$	— — —
79	$\text{He}^*(5) \rightarrow \text{He}^*(4)$	$k_{79} = 9.79 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$	— — —
80	$\text{He}_2^{**} \rightarrow 2\text{He}$	$k_{80} = 6 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$	— — —
81	$\text{He}^*(5) + \text{He} \rightarrow 2e + \text{He}^+$	$k_{81} = 1.5 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	Ассоциативная ионизация
82	$\text{He}_2^+ + e \rightarrow \text{He} + \text{He}^*(5)$	$k_{82} = 5 \cdot 10^{-10} T_g / (11605 T_e) \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	Рекомбинация
83	$\text{He}^+ + 2e \rightarrow \text{He}^*(5) + e$	$k_{83} = 3.59 \cdot 10^{-27} T_e^{-4.5} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	То же
84	$\text{He}^+ + e + \text{He} \rightarrow \text{He} + \text{He}^*(5)$	$k_{84} = 4.156 \cdot 10^{-29} T_e^{-1.5} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	— — —
85	$\text{He}_2^+ + 2e \rightarrow \text{He}_2^{**} + e$	$k_{85} = 3.59 \cdot 10^{-27} T_e^{-4.5} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	— — —
86	$\text{He}_2^+ + e + \text{He} \rightarrow \text{He}_2^{**} + \text{He}$	$k_{86} = 4.156 \cdot 10^{-29} T_e^{-1.5} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	— — —

Примечание. В таблице везде T_e — температура электронов в электрон-вольтах, T_g — температура газа в градусах Кельвина; He_2^* и He_2^{**} есть $\text{He}_2^*(1)$ и $\text{He}_2^*(2)$ соответственно из табл. 2.

Далее, с представленной выше плазмохимической моделью, были выполнены симуляции микрозаряда в гелии для условий [4,5]: давление $p = 760 \text{ Torr}$, межэлектродный зазор $L = 0.2 \text{ mm}$, площадь поверхности катода $S = 0.1 \times 6 \text{ mm}$. Для сопоставлений были выбраны результаты моделирования параметров разряда, представленные в табл. 3 (и на рис. 3 из работы [5]) как случай „case 1“, в которых значение прикладываемого напряжения $U_1 = 232.9 \text{ V}$ и плотности тока $j_1 = 3601 \text{ mA/cm}^2$. Поскольку из-за различий в используемых здесь и в [5] моделях значения напряжения при заданной плотности тока (и наоборот) не совпадают с полученными в [5], то были выполнены симуляции в двух постановках: для такого же, как в [5], напряжения $U_1 = 232.9 \text{ V}$, при этом плотность тока составила 2298.8 mA/cm^2 (далее отмечены буквой А на рисунках); для такой же, как в [5], плотности тока $j_1 = 3601.6 \text{ mA/cm}^2$, при этом напряжение было 300.3 V (отмечены буквой В на рисунках).

Рассмотрим роль упоминавшейся выше тройной рекомбинации с участием двух электронов (1) в гибели зарядов в плазме. Как и ожидалось, она не является определяющей в гибели заряженных частиц в плазме

высокого давления. Представленные на рис. 2 распределения по длине разряда скоростей реакций (1–3) показывают, что тройная рекомбинация с участием двух электронов (1) более чем на 4 порядка меньше рекомбинации при тройных столкновениях с участием атомов гелия (2) или диссоциативной рекомбинации (3).

Более того, баланс заряженных частиц в исследуемых микрозарядах в гелии ($p = 760 \text{ Torr}$, $L = 0.2 \text{ mm}$) определяется не их объемной гибелью, а процессами переноса. Как видно из рис. 2, скорость рождения электронов значительно превышает их объемную рекомбинацию, т.е. главным каналом гибели зарядов является их диффузионный и дрейфовый уход на электроды. В этом случае распределение зарядов по длине является пространственно неоднородным. При этом общепринятые оценки концентрации электронов по аналогии с положительным столбом разряда по известным значениям тока и поля ($j = en_e V_{ed}(E)$) здесь неприменимы; электрическое поле в заметной части длины разряда даже направлено против тока (подробнее см. [20] и ниже — рис. 3).

Влияние вида ФРЭ на расчетные параметры иллюстрирует рис. 4, где представлены константы ско-

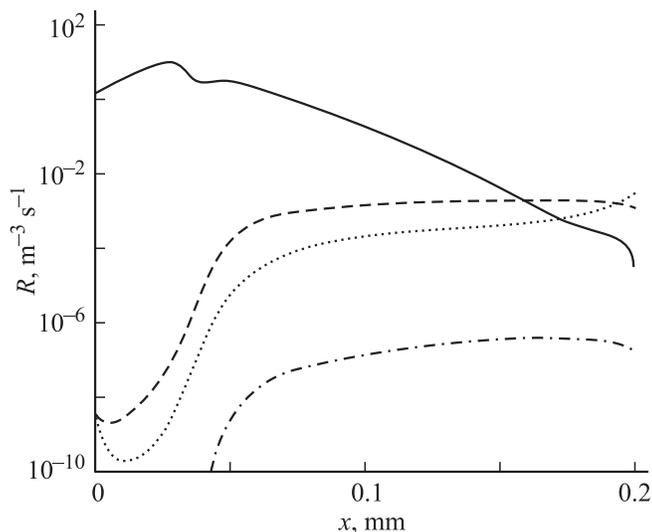


Рис. 2. Пространственное распределение по длине разряда скоростей реакций ионизации (сплошные кривые) и диссоциативной рекомбинации (пунктир), тройной рекомбинации при столкновениях с электронами (штрихпунктир) и атомами в качестве третьего тела (штриховые кривые).

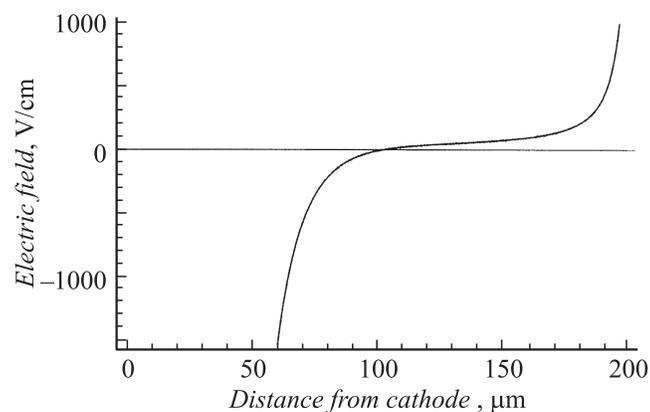


Рис. 3. Профиль электрического поля в плазме.

ростей возбуждения и ионизации, рассчитанные как в предположении максвелловской ФРЭ (пунктир), так и найденной путем решения кинетического уравнения Больцмана. Видно, что при равных „температурах“ константы соответствующих процессов с большим порогом отличаются значительно: даже незначительного (в пределах двух раз) изменения соответствующих температур достаточно, чтобы значения этих констант изменились на порядки. Это подтверждает хорошо известный факт (см., например, [1]), что такие величины, как константы скоростей возбуждения и ионизации, очень сильно (экспоненциально) зависят от электрического поля (или от соответствующей этому полю T_e). Поэтому величина T_e (вид ФРЭ) является характеристикой, которая требует особого внимания при анализе и сопоставлении полученных результатов.

Далее, на рис. 5, представлено детальное сопоставление результатов наших расчетов с результатами работы [5], представленными на рис. 3 (штриховые кривые на рис. 5).

Видно, что, несмотря на существенную разницу как в номенклатуре плазмохимических процессов (ср. данные табл. 3 настоящей работы и табл. 1 работы [5]), так и в виде ФРЭ (максвелловской и немасвелловской), в целом различия в основных параметрах микроразряда не так значительны, как могло бы показаться на первый взгляд.

Анализ показывает, что главной причиной довольно неожиданного хорошего соответствия различных вариантов моделирования является то обстоятельство, что в стационарных условиях характеристики разряда находятся из соответствующих уравнений баланса (частиц и энергий), в которых процессы рождения и гибели (источники и стоки) уравновешены друг с другом. При этом процессы ионизации и возбуждения определяются быстрой электронной компонентой, в то время как объемная рекомбинационная гибель и перенос частиц в плазме за счет амбиполярной диффузии определяются медленными процессами с участием ионов и слабо зависят от деталей электронной кинетики.

Например, уравнение баланса заряженных частиц в плазме, которое описывается уравнением амбиполярной диффузии, не зависит от сквозного тока, протекающего через плазму (см., например, [1]): для поддержания стационарной плазмы среднее обратное время жизни заряженных частиц τ должно равняться эффективной частоте ионизации Z_i :

$$Z_i \tau = 1. \quad (4)$$

В силу условия (4) такие чувствительные процессы, как ионизация быстрой части ФРЭ и т.п., подстраиваются под равные им более слабо меняющиеся процессы гибели

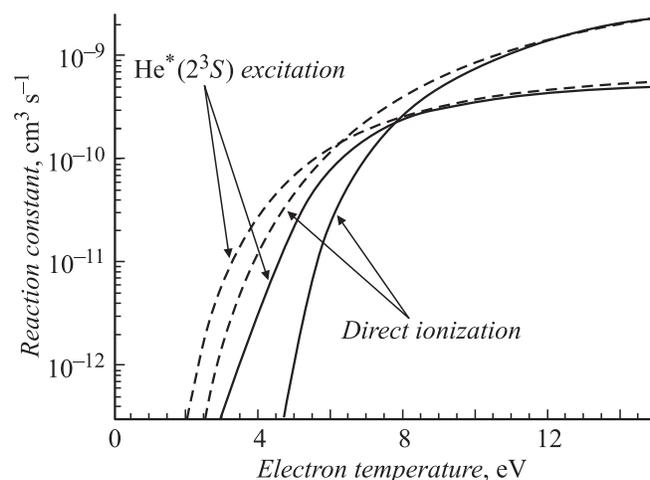


Рис. 4. Зависимость констант прямого возбуждения уровня $\text{He}^*(2^3S)$ и прямой ионизации от температуры электронов T_e для максвелловской (штриховые кривые) и неравновесной (сплошные кривые) функций распределения электронов.

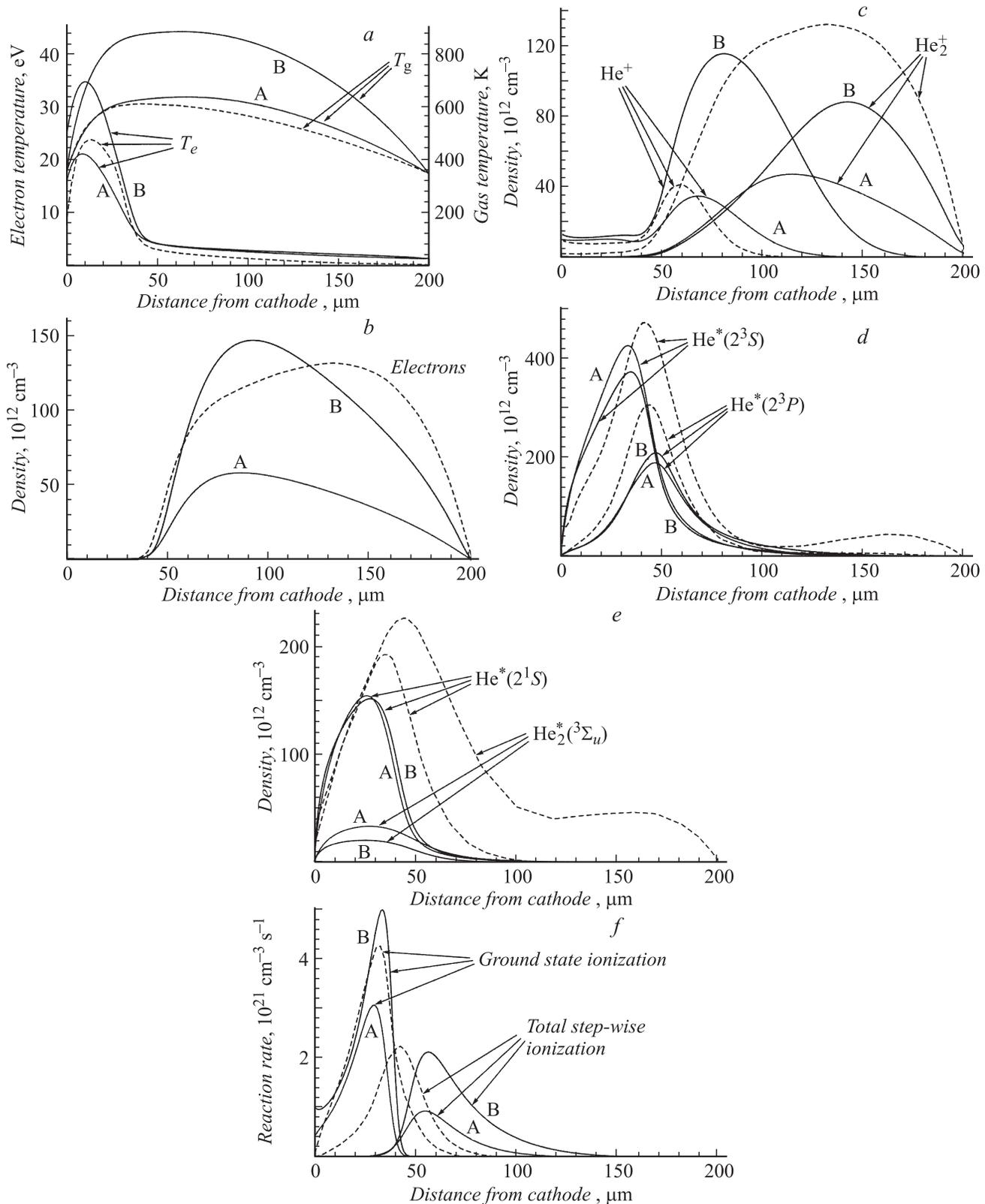


Рис. 5. Распределение параметров по длине межэлектродного промежутка: (а) температура электронов (левая шкала) и температура газа (правая шкала), (б) концентрация электронов, (с) концентрация ионов He^+ и He_2^+ , (д) концентрация уровней $\text{He}^*(2^3S)$ и $\text{He}^*(2^3P)$ атома гелия, (е) концентрация уровня $\text{He}^*(2^1S)$ атома гелия и эксимера $\text{He}_2^*(3^3\Sigma_u)$, (ф) скорость прямой и ступенчатой ионизации. На всех графиках символами А и В отмечены кривые расчетов с равным режимом из работы [5], рис. 3 (здесь — штриховые кривые) напряжением и равной плотностью тока соответственно.

ли, которые известны и могут быть оценены с приемлемой точностью. Поэтому расчеты скорости ионизации, выполненные с максвелловской или иной ФРЭ в силу условия (4) всегда дадут одинаковые значения Z_i . Другими словами, в стационарных условиях ФРЭ всегда такая, чтобы удовлетворить условию типа (4) независимо от ее вида (максвелловская или немасвелловская). При этом изменения соответствующих „температур“ этих ФРЭ не так значительны из-за сильной зависимости скорости ионизации в (4) (см. также рис. 4), так что небольшой вариации T_e оказывается достаточно для совпадения полученных результатов.¹

При анализе результатов с помощью критериев типа (4), выражающих баланс рождения и гибели, необходимо иметь в виду, что они справедливы только для автономных систем, в которых эти процессы уравновешены. Конкретная формулировка равенства, подобного соотношению (4), в существенной мере зависит от того, осуществляется этот баланс локально в каждой точке или интегрально по всей рассматриваемой области.

Классической иллюстрацией сказанного выше служит положительный столб разряда, в котором характерное время диффузионной гибели зарядов на границах разрядного объема (в (4) $\tau_a = L^2/(\pi D_a)$) определяется медленной ионной компонентой и для заданного размера разряда L и сорта и давления газа p , определяющих величину коэффициента амбиполярной диффузии D_a , хорошо известно. С другой стороны, эффективная частота ионизации Z_i определяется электрическим полем E , поддерживающим стационарную плазму столба. Поскольку величина Z_i экспоненциально зависит от E , то при близких значениях pL температуры быстрой части ФРЭ в пределах экспериментальных ошибок совпадают для плазмы столба разрядов различных типов (DC, RF, HF и т.п.) с разными механизмами нагрева электронов [30].

При описании прикатодных явлений простейшая и до сих пор наиболее широко используемая теория была развита Энгелем и Штеенбеком [1,8,9]. Она основана на модели пробоя Таунсенда с тем различием, что при вычислении числа ионизаций длина разрядного промежутка L заменяется на толщину катодного слоя d (см., например, [1]). При этом коэффициент ионизации рассчитывается в приближении локального поля (LFA — local field approximation). Предполагается, что катодный слой представляет собой автономную самовоспроизводящуюся систему, так что все процессы, ответственные за поддержание разряда, происходят именно в нем.

Для учета неоднородности электрического поля в слое из-за ионного объемного заряда условие поддержания разряда решается совместно с уравнением Пуассона. Результаты расчетов показывают, что поле монотонно

¹ Если основным механизмом ионизации является ступенчатая ионизация, как в исследуемом случае, то Z_i определяется скоростью возбуждения, которая, как и прямая ионизация (см. рис. 4), зависит от T_e экспоненциально.

уменьшается до значения, соответствующего положительному столбу РС, а концентрация электронов так же монотонно возрастает. Поскольку при таком подходе за катодным слоем сразу неизбежно следует РС с греющим полем, то такие важные плазменные области, как NG и FDS, там отсутствуют. Другими словами, все модели, основанные на приближении LFA, дают априори физически неправильную картину. Причиной этого является тот факт, что по отдельности ни катодный слой CF, ни плазменные области NG и FDS, не являются автономными. Если положительный столб тлеющего разряда действительно представляет собой автономную самовоспроизводящуюся систему, то рождение зарядов в плазме NG со слабым (даже обратным) полем осуществляется быстрыми электронами, образовавшимися не здесь, а ускорившимися и получившими свою энергию в сильном поле CF, так что ионизация в плазме является нелокальной. В свою очередь, ионы, которые обеспечивают эмиссию электронов на катоде, рождаются не только в слое, но и приходят туда и из плазмы. Поэтому автономной является лишь вся прикатодная область CF + NG + FDS [20].

Чтобы обойти затруднения LFA и приближенно учесть нелокальные эффекты при *fluid*-моделировании прикатодных областей тлеющих разрядов, в [10] был предложен подход, различные варианты которого применялись, например, в [6,11–13,21,22] и используются в данной работе. Предлагается транспортные и кинетические коэффициенты электронов вычислять на основе решения кинетического уравнения Больцмана не в зависимости от локального значения электрического поля, а как функции от электронной температуры T_e . В свою очередь, пространственный профиль T_e находится из уравнения теплового баланса электронов, в котором учитываются не только объемные процессы, но и пространственный перенос за счет теплопроводности. В этом случае источник нагрева электронов в плазме является нелокальным: он определяется потоком тепла из катодного слоя, где происходит основной омический нагрев. Важно подчеркнуть, что при этом нагрев в локальном электрическом поле в плазме мал и им можно пренебречь (см. рис. 6).

В результате между полем, концентрацией, и температурой электронов появляется сдвиг по координате, т.е. происходит размытие профиля $T_e(x)$, а значит и профиля скорости ударной ионизации, на длину тепловой релаксации электронов (λ — длина свободного пробега электрона) [31]

$$\lambda_T = \frac{\lambda}{\sqrt{m/M}}. \quad (5)$$

Электронная температура в плазме теперь не зависит от локального значения поля, так что результаты подобного моделирования качественно хорошо соответствуют наблюдаемым экспериментальным данным (см., например, [1]). Вблизи катода образуется слой с высокой электронной температурой и сильным полем, за которым следует плазменная область с низким полем, но T_e в

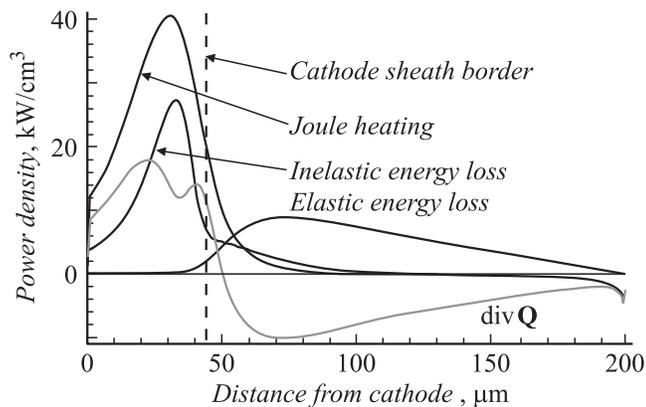


Рис. 6. Пространственное распределение источников и стоков в уравнении баланса энергий электронов.

которой уже такова, чтобы обеспечить там заметную нелокальную ионизацию. Эта область интерпретируется как плазменная часть отрицательного свечения и фарадеево темное пространство. Из-за нелокальной зависимости параметров разряда от электрического поля максимум концентрации зарядов находится не в области сильного поля катодного слоя, а в плазме и соответствует электронным температурам, намного меньшим, чем в слое CF с сильным полем (см. рис. 5). Поле в плазме мало и даже обращает свой знак (см. рис. 3). В этом случае оно не только не греет, а даже охлаждает электроны. При этом значения температуры электронов определяются не локальными значениями поля, а потоком тепла из катодного слоя.

Таким образом, приближенный учет нелокальной ионизации в плазме в используемом варианте *fluid*-модели позволяет рассчитать прикатодные области NG и FDS и получить качественно близкую к наблюдаемой на практике картину распределения основных параметров. В частности, модель воспроизводит такое интересное и тонкое явление, как обращение знака электрического поля в плазме NG (см. рис. 3).

По-видимому, перечисленные обстоятельства во многом способствовали широкому распространению различных вариантов *fluid*-моделирования прикатодных областей тлеющих разрядов (см. [10–13]). В результате в [14] были представлены аргументы в пользу правомерности использования такого подхода и рекомендации по его использованию для описания газовых разрядов.

Тем не менее, как уже отмечалось во Введении, правомерность использования любого варианта *fluid*-модели для моделирования газовых разрядов, с физической точки зрения, вызывает ряд серьезных возражений [19,20]. Действительно, как видно из (5), в рамках гидродинамического приближения размытие электронной температуры от катодного слоя в плазму происходит на длину тепловой релаксации λ_T . При относительно малой роли межэлектронных столкновений, когда ФРЭ является немаксвелловской, эта длина соответствует

длине энергетической релаксации ФРЭ λ_e . Но на масштабах, меньших λ_e , формально неприменима сама *fluid*-модель.²

Наглядной иллюстрацией этого факта является критерий обращения поля в плазме, полученный в [1] в рамках *fluid*-модели: диффузионная составляющая тока электронов должна превышать его дрейфовую составляющую, т.е. должно быть $D\nabla n > bnE$. Это неравенство означает, что при этом характерная длина области $l_F \simeq n/\nabla n \simeq T_e/(eE)$ оказывается порядка длины релаксации электронов по энергии λ_e , т.е. на масштабах, когда само гидродинамическое приближение заведомо неприменимо. Поэтому попытки описания обращения поля в рамках этого подхода, несмотря на кажущуюся наглядность, вызывают сомнения физического толка.

Таким образом, несмотря на формальное качественное соответствие эти, с виду правдоподобные, результаты в большинстве случаев не могут претендовать на правильное количественное описание явлений в прикатодной области. Дело в том, что при гидродинамическом описании каждая компонента плазмы описывается первыми пятью моментами функции распределения: плотностью, тремя составляющими среднего вектора скорости и средней хаотической скоростью или „температурой“. Вместо одной функции распределения, зависящей от семи переменных, используется пять, каждая из которых зависит только от четырех аргументов (пространственных координат и времени). При таком подходе электронный ансамбль рассматривается в целом и характеризуется своими средними характеристиками — концентрацией n_e , энергией (температурой T_e) и направленной скоростью дрейфа V_{ed} . Такое описание оказывается адекватным, если все величины в данном месте и в данный момент времени можно заменить их средними значениями. Для того чтобы эти средние значения были репрезентативными, интересующие нас параметры должны быть нечувствительными к форме функции распределения, или следует предположить, что функция распределения мало отличается от стандартного распределения, соответствующего локальным значениям параметров (в простейшем варианте гидродинамического подхода — это максвелловское распределение). Для того чтобы описать весь ансамбль частиц, теперь достаточно рассматривать поведение „средней частицы“, а затем умножить ее характеристики, такие как средний вектор скорости и средняя хаотическая скорость, на соответствующую плотность частиц. Уравнения гидродинамического приближения имеют ясный физический смысл выражений переноса плотности, импульса и энергии ансамбля частиц. Такой подход позволяет эффективно описывать такие явления, как диффузия, электропроводность, распространение различных плазменных волн и т.д., в которых можно считать, что все частицы дают

² К сожалению, в [14] не приведены критерии применимости рекомендованных там *fluid*-моделей при описании газоразрядных явлений. Поэтому использовать рекомендованные там приближения нужно только после тщательной проверки условий применимости локального приближения для ФРЭ.

одинаковый вклад. С другой стороны, явления, которые обусловлены только определенными группами частиц, требуют кинетического подхода.³

Характерные пространственные размеры интересующей нас прикатодной области сопоставимы с длиной энергетической релаксации электрона λ_e или меньше ее, т.е. ФРЭ является нелокальной (подробнее см. [31]). В этом случае разные группы электронов ведут себя по-разному и их невозможно описать средними характеристиками всего распределения. Другими словами, в таких условиях гидродинамическая модель несправедлива и нужен кинетический анализ (подробнее см. [19,31]). И хотя, как уже отмечалось и это видно из полученных результатов, по ряду параметров имеет место качественное соответствие с экспериментом, многие важные вопросы при таком гидродинамическом описании электронов интерпретируются некорректно. В частности, механизмы переноса тока в плазме отрицательного сечения и фарадеева темного пространства связаны с поведением промежуточной группы электронов, имеющей сильно немаквелловское распределение [19]. Характеристики этих электронов, которые переносят электронный ток, практически не зависят от параметров электронов основной группы, обеспечивающих баланс плотности (n_e) плазмы и температуры T_e (средней энергии) всего ансамбля электронов. В свою очередь, тепловые электроны (которые вследствие их большей концентрации имеют распределение, близкое к максвелловскому), заперты в продольном направлении и не участвуют в переносе тока. Поскольку джоулев нагрев запертых электронов отсутствует, то их температура T_e должна быть мала. Она определяется их нагревом в кулоновских столкновениях с промежуточными (имеющими характерную среднюю энергию порядка потенциала возбуждения) и охлаждением в столкновениях с нейтральными частицами [19]. Таким образом, в реальной ситуации нагрев плазменных электронов осуществляется при их столкновениях с быстрыми электронами, относительная концентрация которых чрезвычайно мала. Другие источники нагрева электронов (пеннинговская и ассоциативная ионизация при столкновениях двух возбужденных частиц, процессы девозбуждения электронным ударом и т.п.) здесь также малоэффективны. Поэтому температура T_e запертых плазменных электронов здесь пространственно однородна и мала — не намного превышает температуру газа. Имеющиеся эксперименты (см., например, [32] и цитированную там литературу) также дают в прикатодной плазме типичные значения T_e , не превышающие доли электрон-вольт).

Однако результаты проведенных в [5] и в настоящей работе симуляций дают значения температуры

³ Для таких явлений, как, например, ионизация быстрой частью ФРЭ или затухание Ландау, этот факт был признан уже давно, поскольку в противном случае эти явления не могут быть корректно не только интерпретированы, но даже и поняты. Однако круг газоразрядных явлений, корректное описание которых возможно только на кинетическом уровне, гораздо шире. В частности, интерпретация явлений в условиях нелокальной ФРЭ требует кинетического описания.

электронов в прикатодной плазме NG и FDS не в доли, а в несколько электрон-вольт (см. рис. 5, b). Подобные результаты являются типичными для *fluid*-модели и получаются при использовании имеющихся на сегодняшний день многочисленных симуляций различных газовых сред (см., например, [33]). Как было указано выше, столь большие значения ($T_e \approx 2-4$ eV) в плазме NG представляются явно завышенными и связаны с особенностями гидродинамического описания, когда кинетические характеристики, в частности, скорость ионизации Z_i , определяются „температурой“ (средней энергией) всего ансамбля электронов. При этом нагрев электронного газа в плазме определяется тепловым потоком Q из слоя за счет теплопроводности (см. рис. 6), а не малой группой быстрых электронов, вылетающих из слоя. И хотя модель дает температуру в плазме, необходимую для выполнения условия типа (4), эта температура электронов оказывается заметно выше реальной температуры тепловых электронов, определяющей концентрацию плазмы.

Проведенные расчеты показывают, что при учете немаквелловости ФРЭ, т.е. при уточнении модели, получаются значения средних энергий (температур), еще больших, чем полученные в предположении равновесной ФРЭ (см. рис. 5, b). Главная причина этого связана с тем обстоятельством, что быстрые части ФРЭ, полученных из решения кинетического уравнения, спадают в области больших энергий круче (из-за ее обеднения неупругими процессами), а в медленной области, где сосредоточена основная масса электронов и происходят только упругие столкновения, — положе равновесной ФРЭ. Поэтому значения средней энергии (температуры) всего распределения для немаквелловской ФРЭ оказываются больше, чем для максвелловской ФРЭ, имеющей одинаковый наклон во всем интервале энергий. Это иллюстрирует рис. 7, где для выбранной точки с координатой $x = 0.0572$ mm, в которой концентрации электронов нашего расчета (с равной плотностью тока) и расчета из [5] (см. рис. 5, c) оказались равными, представлены обе обсуждаемые ФРЭ.

Таким образом, учет немаквелловости ФРЭ в рамках *fluid*-моделирования, т.е. расчет по, казалось бы, более точной и улучшенной ее модификации, приводит к большему увеличению значений температуры электронов. Другими словами, попытки улучшения *fluid*-модели приводят к противоположному результату. Этот факт является дополнительным сигналом о том, что причина кроется в неустраняемых недостатках, так что соответствие модели по ряду параметров не дает оснований для ее использования.

Как было указано в [19], поскольку функции распределения рассмотренных выше трех групп электронов формируются совершенно различными физическими механизмами, то профили $T_e(x)$, получаемые в рамках гидродинамического расчета из интегрального баланса энергии всех электронов, включающих как запертые, так и промежуточные, и быстрые, могут давать значения

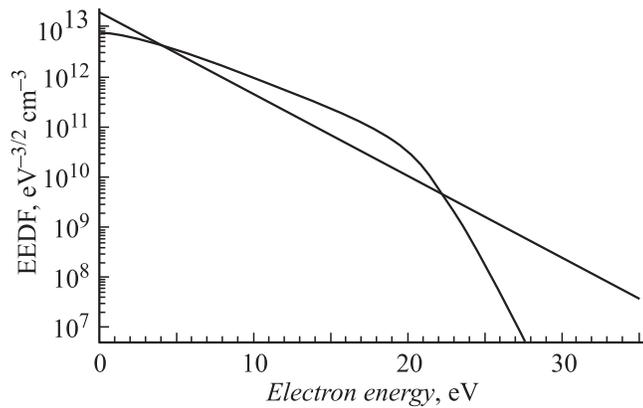


Рис. 7. Максвелловская функция распределения электронов (прямая) и полученная в результате решения локального кинетического уравнения Больцмана функция распределения в точке $x = 0.0572$ mm, где плотности электронов для нашего расчета и расчета из работы [5] совпадают: $n_e = 7.6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (см. рис. 5, c). При этом значения T_e равны 3.85 и 2.66 eV для неравновесной функции распределения и максвелловской соответственно (рис. 5, b).

скорости ионизации и профили потенциала, концентрации и потоков частиц, не имеющие ничего общего с реальными. По этой же причине на масштабах λ_T нецелесообразно даже разделять электронный ток на дрейфовый и диффузионный, как это обычно делается в рамках гидродинамических моделей. Поскольку электронный ток переносится только пролетными (промежуточными) электронами, то его в принципе невозможно выразить через полную электронную концентрацию и ее производную. Попытки введения термодиффузионной составляющей или переменной температуры (средней энергии) тоже представляются малоперспективными. Для нахождения нагрева запертых электронов необходимо знать вид функции распределения как быстрых, которые производят возбуждение и ионизацию, так и промежуточных электронов. Поэтому вычисление T_e представляет собой кинетическую задачу [34]. Знание T_e важно для расчета профиля потенциала, скоростей амбиполярной диффузии, рекомбинации, ступенчатого возбуждения и других процессов.

Таким образом, в настоящей работе проведены сопоставления результатов расчетов различных модификаций *fluid*-модели для ТРАД в гелии. Сопоставления и анализ полученных результатов показывают, что попытки улучшения и уточнения описания характеристик электронного газа в рамках гидродинамической модели бесперспективны и могут, в силу ее принципиальных ограничений, в ряде случаев приводить к обратному — ухудшать результаты. В частности, значения температуры электронов в прикатодной плазме, получаемые в результате *fluid*-моделирования, существенно превосходят как имеющиеся экспериментальные данные, так и оценки, основанные на физических соображениях. Этот вопрос представляется одним из наиболее принципиальных, поскольку, как указывалось выше, параметры

разряда наиболее чувствительны именно к зависимости от T_e . Подобные результаты являются типичными для *fluid*-модели и получаются для всех имеющихся на сегодняшний день многочисленных симуляций различных газовых сред (см., например, [5,10–13,21,22,33]). Поэтому для описания электронов необходимо самоогласованное кинетическое рассмотрение. Для этого предполагается провести специальное исследование в рамках общей стратегии, представленной в [19].

Авторы выражают глубокую благодарность Л.Д. Цендину за стимулирующие обсуждения и помощь в работе.

Авторы благодарят за поддержку РФФИ гранты № 09-02-01194, 09-02-91225-СТ_а, АВЦП № 3420 и ФЦП НК-110П.

Список литературы

- [1] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987.
- [2] Fridman A., Chirokov A., Gutsol A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2005. Vol. 38. P. R1–R24.
- [3] Becker K.H., Schoenbach K.H., Eden J.G. // Phys. D: Appl. Phys. 2006. Vol. 39. P. R55–R70.
- [4] Wang Q., Koleva I., Donnelly V., Economou D. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2005. Vol. 38. P. 1690.
- [5] Wang Q., Economou D., Donnelly V. // J. Appl. Phys. 2006. Vol. 100. P. 023 301 (1–11).
- [6] Wang Q., Doll F., Donnelly V., Economou D., Sadeghi N., Franz G. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. Vol. 40. P. 4202.
- [7] Belostotskiy S.G., Donnelly V.M., Economou D.J. // Plasma Sources Sci. and Technol. 2008. Vol. 17. P. 045 018.
- [8] Энгель А., Штенбек М. Физика и техника электрического разряда в газах / Пер. с нем.; под ред. Н.А. Капцова. Т. 2. М.–Л.: ОНТИ, 1936.
- [9] Энгель А. Ионизованные газы. М.: Физматлит, 1959. 332 с.
- [10] Boeuf J.P., Pitchford L.C. // Phys. Rev. E. 1995. Vol. 51. P. 1376–13790.
- [11] Sakiyama Y., Graves D.B., Stoffles E. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. Vol. 41. P. 095 204.
- [12] Arslanbekov R.R., Kolobov V.I. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2003. Vol. 36. P. 1–9.
- [13] Donko Z., Hartmann P., Kutasi K. // Plasma Sources Sci. Technol. 2006. Vol. 15. P. 178.
- [14] Hagelaar J.M., Pitchford L.C. // Plasma Sources Sci. Technol. 2005. Vol. 14. P. 722–733.
- [15] Golubovskii Yu.B., Maiorov V.A., Behnke J., Behnke J.F. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2003. Vol. 36. P. 39–49.
- [16] Biondi M.A. Applied Atomic Collision Physics. Vol. 3. Gas Lasers / Ed. by E.W. McDaniel, W.L. Nighan. NY: London; Academic Press, 1982.
- [17] Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982.
- [18] Кудрявцев А.А., Никитин А.Г. // ТВТ. 1991. Т. 29. № 4. С. 625–632.
- [19] Kolobov V.I., Tsendin L.D. // Phys. Rev. A. 1992. Vol. 46. N 12. P. 7837–7852.
- [20] Кудрявцев А.А., Морин А.В., Цендин Л.Д. // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 8. С. 71–82.

- [21] Bogdanov E.A., Kudryavtsev A.A., Arslanbekov R.R., Kolobov V.I. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2004. Vol. 37. P. 2987–2995.
- [22] Bogdanov E.A., Kudryavtsev A.A., Arslanbekov R.R. // Contrib. Plasma Phys. 2006. Vol. 46. N 10. P. 807–816.
- [23] <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/levels_form.html>
- [24] Радциг А.А., Смирнов Б.М. Справочник по атомной и молекулярной физике. М.: Атомиздат, 1980.
- [25] Phelps A.V. ftp://jila.colorado.edu/collision_data/electronneutral/electron.txt.
- [26] Pères A., Alves L.L., Margot J., Sadi T., Ferreira C.M., Tran K.C., Hubert J. // Plasma Chem. Plasma Proc. 1999. Vol. 19. P. 467.
- [27] Kato T., Itikawa Y., Sakimoto K. // Compilation of Excitation Cross Sections for He atoms by Electron Impact. National Institute for Fusion Science. Nagoya, Japan: Institute for Space and Aeronautical Science, 1992.
- [28] Eckstrom D.J. et al. // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 64(4). P. 1679–1690.
- [29] Vriens L., Keijser R., Ligther F. // J. Appl. Phys. 1978. Vol. 49. P. 3807.
- [30] Кудрявцев А.А., Цендин Л.Д. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. Вып. 20. С. 7–14.
- [31] Tsendin L.D. // Plasma Source Sci. Technol. 1995. Vol. 4. P. 200–211.
- [32] Bano G., Hartmann P., Kutasi K., Horvath P., Plasil R.J., Hlavenko P., Glosik J., Donko Z. // Plasma Sources Sci. Technol. 2007. Vol. 16. P. 492–500.
- [33] Fiala A., Pichford L.C., Boeuf J.P. // Phys. Rev. E. 1994. Vol. 49. P. 5607–5622.
- [34] Arslanbekov R.R., Kudryavtsev A.A. Phys. Rev. E. 1998. Vol. 58. P. 6539–6552.