

УДК 533.9

КОЭФФИЦИЕНТЫ ПЕРЕНОСА ЭЛЕКТРОНОВ В СМЕСИ ГЕЛИЯ С КСЕНОНОМ

С. А. Майоров

Рассчитаны и проанализированы характеристики дрейфа электрона в смеси гелия с ксеноном при напряженности электрического поля $E/N = 1 - 100$ Тд с учетом неупругих столкновений. Показано, что незначительная добавка ксенона в гелий, начиная с долей процента, сильно влияет на разряд, в особенности на характеристики неупругих процессов. Исследовано влияние процентного состава гелия и ксенона на дрейф электронов – коэффициенты диффузии и подвижности, частоту ионизации и т.д.

Ключевые слова: электрон, дрейф, электрическое поле, неупругие столкновения, упругие столкновения, смесь инертных газов, энергетический баланс.

1. *Введение.* Дрейф электронов в смесях газов обладает существенными особенностями, которые могут быть использованы в различных целях. Например, при смеси к инертному газу с большим потенциалом ионизации небольшой добавки тяжелого легкоионизируемого газа может радикально менять характеристики ионного потока [1, 2]. Ведь ионный состав в этом случае будет определяться легкоионизируемой добавкой, а движение тяжелых ионов в несобственном газе приводит к формированию сверхзвукового ионного потока [2]. Поэтому рассмотрение кинетики дрейфа электронов в смеси гелия с ксеноном представляет большой интерес.

Использование разряда в смесях газов при исследованиях пылевой плазмы показывает, что пылевая компонента при разряде в смеси газов обладает целым рядом интересных особенностей. Добавка в гелий небольшого количества аргона [3, 4], криптона [5] или ксенона [6] приводила к значительному изменению свойств пылевой компоненты.

Основные факторы, влияющие на изменение характеристик пылевой компоненты при добавлении в гелий более тяжелого газа, это: 1) понижение электронной температуры и уменьшение заряда пылевых частиц, 2) формирование сильноанизотропного

ИОФРАН, 119991 Россия, Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: mayorov_sa@mail.ru + may4536@yandex.ru.

распределения ионов и значительное увеличение силы ионного увлечения, 3) увеличение ионного потока на стенки и уменьшение поверхностного потенциала, 4) изменение параметров плазмы газового разряда – плотности, температуры, частоты ионизации, диффузионной длины и т.д.

Отметим, что уменьшение температуры атомов в криогенных разрядах также приводит к изменению ионного состава из-за конверсии ионов гелия в молекулярные ионы. Поэтому эксперименты с пылевой плазмой при криогенных температурах также показывают значительное изменение характеристик пылевой компоненты [7].

В настоящей работе рассмотрен дрейф электронов в гелий-ксеноновой смеси с целью изучения влияния концентрации (доли) ксенона на коэффициенты переноса электронов. Вычислительный эксперимент основан на рассмотрении ансамбля невзаимодействующих между собой электронов, движение которых определяется заданными полями и мгновенными столкновениями с атомами.

Модель столкновений основана на процедуре генерации случайных чисел – методе типа Монте-Карло. Реализация электрон-атомных столкновений методом Монте-Карло позволяет учитывать энергобаланс электронов на основе элементарных актов, в том числе и при неупругих столкновениях. Отметим, что на основе такого численного эксперимента фактически находится решение уравнения Больцмана, а не его двучленного приближения. Кроме того, такая постановка задачи позволяет находить и другие характеристики дрейфа электронов в заданном поле.

Рассчитаны значения скорости дрейфа, средней энергии электронов, характеристической энергии Таунсенда, соотношение между энергопотерями в упругих и неупругих столкновениях, ионизационный коэффициент Таунсенда. Также вычислены коэффициенты диффузии электронов вдоль и поперек электрического поля и показаны области сильного проявления эффекта анизотропной диффузии.

2. Постановка задачи для моделирования методом Монте-Карло дрейфа электронов в газе. Рассмотрим дрейф электронов в стационарном, пространственно-однородном электрическом поле. В типичном для газового разряда случае средняя энергия электронов значительно превышает энергию атомов. Тогда энергия, получаемая электроном от электрического поля, теряется в упругих столкновениях с более холодными атомами, а также затрачивается на возбуждение атомных уровней и ионизацию. Кроме того, электроны теряют или приобретают энергию при столкновениях с возбужденными атомами, при рекомбинации и т. д. (см., например, книги и обзоры [8–12]).

За счет джоулева нагрева при дрейфе в постоянном и однородном электрическом поле за единицу времени электрон приобретает в среднем энергию

$$Q_{EW} = eEW, \quad (1)$$

здесь e – заряд электрона, E – напряженность электрического поля, W – скорость дрейфа.

Баланс энергии электронов может быть записан в следующем виде:

$$Q_{EW} = Q_{ea} + Q_{excitation} + Q_{ionization} + Q_{recombination}, \quad (2)$$

где в правой части представлены соответствующие средние энергопотери одного электрона за единицу времени в результате упругих столкновений, затрат на возбуждение, ионизацию и рекомбинацию. Кинетика электронов может быть сильно усложнена такими эффектами, как ступенчатая ионизация, наличием метастабильных атомов, переносом резонансного излучения, сверхупругими столкновениями и т.д. Например, при рекомбинации электрон может приобретать энергию – в энергобалансе переохлажденной плазмы рекомбинационный разогрев играет определяющую роль [13].

При розыгрыше электрон-атомных столкновений будем полагать, что:

1) Атомы газа имеют максвелловское распределение по скоростям и не меняют своей температуры из-за столкновений с электронами;

2) Упругие электрон-атомные столкновения происходят как столкновения твердых сфер, т.е. при столкновении происходит изотропное рассеяние в системе центра масс, но сечение столкновения полагается зависящим от энергии их относительного движения;

3) Потери электронов на возбуждение атомных уровней невозможны, т.е. полагается, что возбужденные атомы теряют энергию возбуждения в режиме объемного высвечивания, метастабильные атомы быстро диффундируют за границы рассматриваемого объема и не влияют на распределение электронов по энергии;

4) При ионизации электронным ударом налетающий на атом электрон теряет энергию, равную сумме энергии ионизации и кинетической энергии выбитого электрона;

5) Процессы рекомбинации электронов и атомов, тушения возбужденных уровней и переноса резонансного излучения не меняют энергии электронов: $Q_{recombination} = 0$;

6) Вероятность ионизации и возбуждения определяется сечением реакций, для которых используется линейная аппроксимация, начиная с порога реакции [9–12].

Функция распределения электронов по энергии определяет многие свойства дрейфа электронов и является важнейшей характеристикой газового разряда. Для ее определения развиты различные теоретические модели, но очень часто для численного решения

используется двухчленное приближение уравнения Больцмана (two term approximation – ТТА).

В случае, если дрейф электрона в постоянном и однородном поле определяется только упругими столкновениями с атомами, а напряженность поля такова, что средняя кинетическая энергия электрона значительно превышает энергию (температуру) атомов, то решение двухчленного приближения уравнения Больцмана, функция распределения электрона по модулю скорости, имеет вид:

$$f_0(v) = A \exp \left(-\frac{3m}{M} \left(\frac{mN}{eE} \right)^2 \int_0^v c^2 \sigma_{el}^2(c) dc \right), \quad (3)$$

здесь m , M – массы электрона и атома, σ_{el} – сечение упругих столкновений, константа A – определяется из условия нормировки $1 = 4\pi \int_0^\infty c^2 f(c) dc$. При степенной зависимости сечения от скорости: $\sigma_{el}(c) = \sigma_0(c/c_0)^r$ интеграл в (3) вычисляется в явном виде [10, 11]. При постоянной частоте столкновений зависимость сечения от скорости имеет вид $\sigma_{el}(c) = \sigma_0(c/c_0)^{-1/2}$, тогда (3) переходит в распределение Максвелла:

$$f_{\text{Maxwell}}(\varepsilon) \approx \varepsilon^{1/2} \exp(-\varepsilon/T). \quad (4)$$

При постоянном сечении $\sigma_{el}(c) = \sigma_0$ от скорости не зависит длина свободного пробега и распределение (3) переходит в распределение Дрювестейна:

$$f_{\text{Дрювестейн}}(\varepsilon) \approx \varepsilon^{1/2} \exp[-(\varepsilon/\varepsilon_D)^2]. \quad (5)$$

Зависимость сечения столкновений от скорости имеет сложный характер, и для него в диапазоне энергий $0 < \varepsilon \leq E_1$, I скорее подходит приближение постоянной длины свободного пробега. Поэтому экспериментальные данные о распределении электронов по энергии в газовом разряде обычно лучше описываются распределением Дрювестейна, а не Максвелла.

Распределения Дрювестейна и Максвелла часто используются при рассмотрении различных задач физики газового разряда. Но все эти модели не учитывают гибели и рождения электронов, поэтому в принципе не могут быть применены, например, к случаю стратифицированного разряда в трубке при пониженном давлении.

Модель неограниченного стока (pipe-line model), наоборот, учитывает рождение электрона с нулевой энергией, дрейф по кинетической энергии с постоянным коэффициентом диффузии и мгновенную гибель при достижении энергии ионизации или возбуждения [9, 12]:

$$f_{\text{pipe-line}}(\varepsilon) = 1.5(1 - \varepsilon/I)^{1/2} I. \quad (6)$$

В результате использования этих аппроксимаций для функций распределения часто определяется лишь скорость дрейфа, а остальные важные для моделирования кинетики газового разряда коэффициенты, такие как коэффициенты диффузии вдоль и поперек поля, энергетический и первый ионизационный коэффициенты Таунсенда не определены в силу сложности задачи.

Поэтому численный эксперимент является практически единственным надежным инструментом исследования характеристик дрейфа электронов, в особенности при разряде в смеси газов, когда малые добавки могут значительно влиять на разряд.

3. *Результаты расчетов и обсуждение.* Для моделирования столкновений использовался алгоритм на основе метода Монте-Карло, разработанный для моделирования дрейфа ионов и электронов в газе [14, 15]. При розыгрыше столкновений учитывались известные зависимости сечений столкновений от энергии [10–12, 16]. Детальные результаты расчетов для дрейфа электронов для всех инертных газов представлены в работе [17].

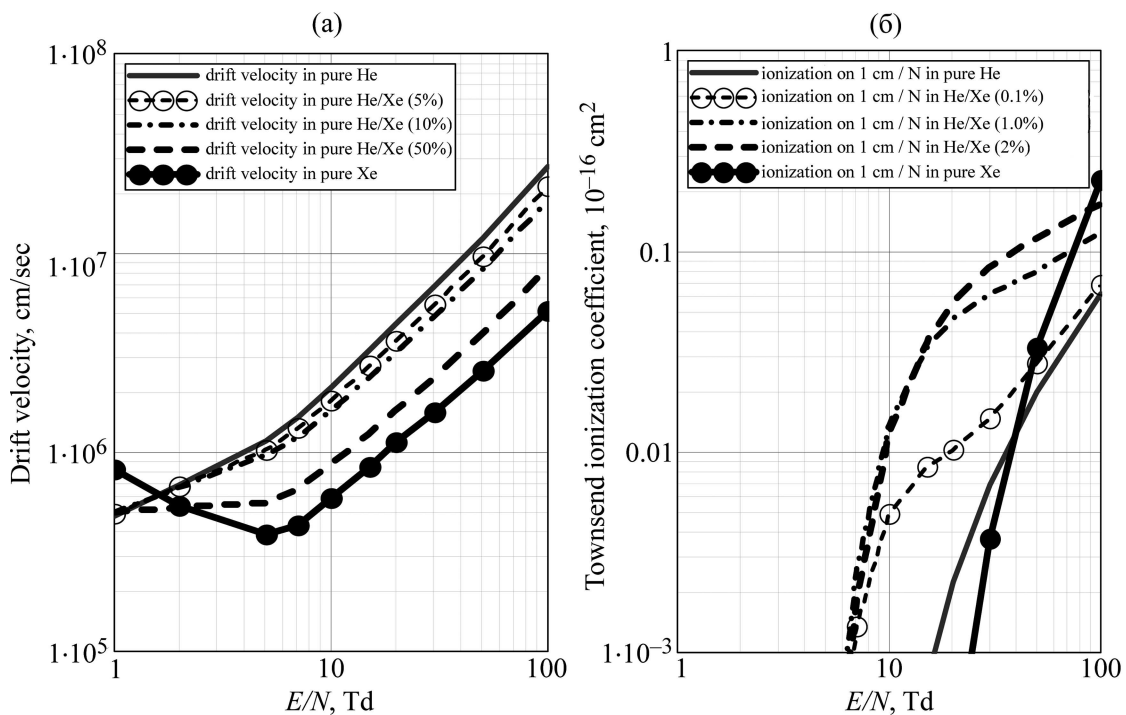


Рис. 1: (а) зависимости скорости дрейфа электронов от E/N , и (б) графики зависимостей приведенного ионизационного коэффициента Таунсенда в смесях He/Xe.

На рис. 1 представлены графики зависимости характеристик дрейфа электронов от приведенной напряженности электрического поля E/N :

(а) скорость дрейфа электронов – сплошная кривая соответствует дрейфу в чистом гелии, сплошная кривая с жирными точками – дрейф в чистом ксеноне, штриховая кривая с кружочками, штрихпунктирные и штриховые линии – дрейф в гелии с 5%, 10% и 50% содержанием ксенона;

(б) приведенный ионизационный коэффициент Таунсенда, который определяется через число пар, рожденных на 1 см и отнесенное к числовой плотности атомов – сплошные кривые соответствуют дрейфу в чистом гелии и ксеноне, штрихованная с кружочками, штрихпунктир и штрихованная кривые представляют соответственно расчеты с 0.1%, 1% и 2% содержанием ксенона в гелии.

Графики зависимостей скорости дрейфа и частоты ионизации показывают, что в области значений $E/N > 10Td$, при которых имеется существенная ионизация, необходимая для поддержания разряда, разбавление гелия ксеноном вплоть до 10% концентрации ксенона не приводит к заметному изменению скорости дрейфа. Но даже 0.1% концентрация ксенона при $10Td < E/N < 20Td$ приводит к увеличению частоты ионизации примерно в сто раз!

На рис. 2 приведены графики энергетических характеристик дрейфа электронов в зависимости от приведенной напряженности электрического поля E/N :

(а) характеристическая энергия Таунсенда, которая определяется отношением коэффициентов поперечной диффузии и подвижности eD_{\perp}/μ – сплошная кривая соответствует дрейфу в чистом гелии, сплошная кривая с жирными точками – дрейф в чистом ксеноне, штрихованная кривая с кружочками, штрихпунктирная и штрихованная линии – 5%, 10% и 50% содержанием ксенона;

(б) средняя энергия электронов, обозначения аналогичны предыдущему рис. 2(а).

На рис. 3 приведены функции распределения электронов по энергии при различной процентной доле атомов ксенона в гелий-ксеноновой смеси: сплошная кривая соответствует дрейфу в чистом гелии, сплошная кривая с жирными точками – в чистом ксеноне, штрихованная кривая с кружочками – в гелии с 0.1% содержанием ксенона, штрихпунктирные линии – 1%, 2%, 5%, 10% и 50% содержанием ксенона. Для всех расчетов $E/N = 15Td$. На левом рисунке функция распределения нарисована в логарифмическом масштабе для демонстрации хвостов функций распределения, на правом – в линейном для демонстрации влияния доли ксенона на тело функции распределения. На вкладках указано значение средней кинетической энергии электронов $K = \langle \epsilon \rangle$.

Результаты расчетов дают достаточно полную картину механизма влияния малых добавок ксенона на характеристики газового разряда. Наиболее интересным и важным

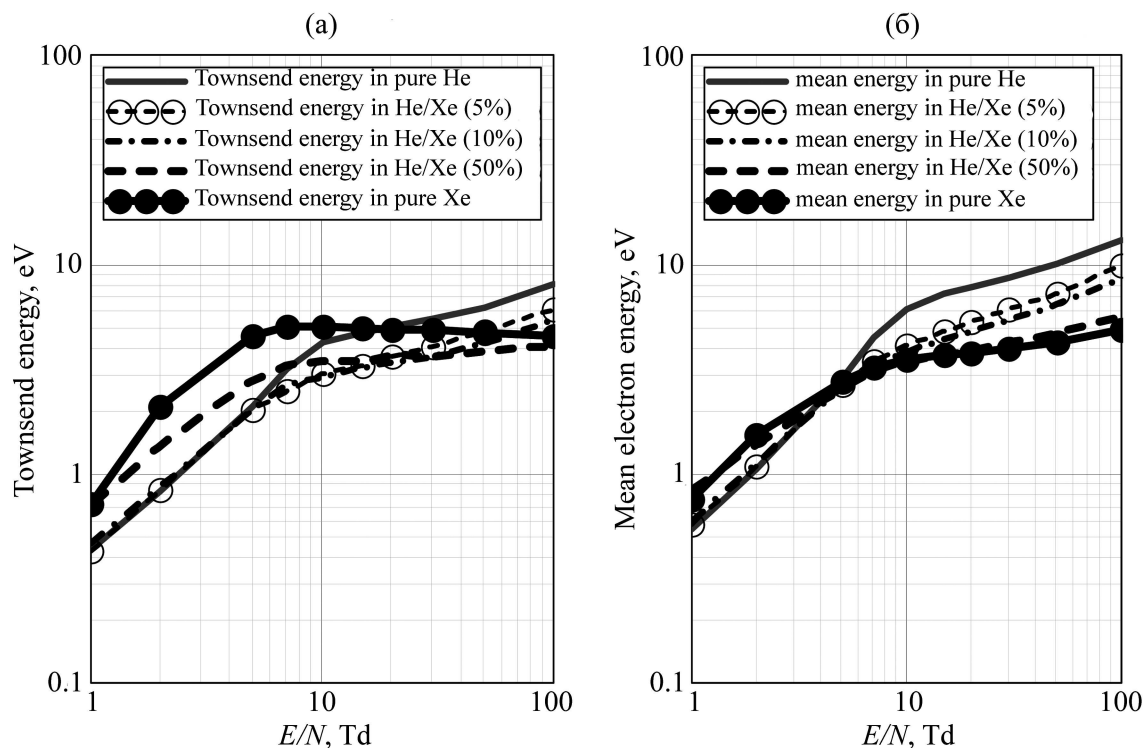


Рис. 2: Графики зависимостей энергетических характеристик электронов от E/N в смесях He/Xe: (а) характеристической энергии Таунсенда eD_{\perp}/μ ; (б) средней энергии электронов.

с практической точки зрения фактом является сильное увеличение частоты ионизации при незначительной (порядка долей процента) добавке ксенона. Кроме того, следует отметить, что в этом случае в основном ионизоваться будут атомы ксенона, соответственно, в разряде будут в основном представлены ионы ксенона.

На рис. 4 приведены функции распределения электронов по энергии при 1% доле ксенона в гелий-ксеноновой смеси при $E/N = 15 Td$, для сравнения приведены также распределения Максвелла (4) и Дрювестейна (5) со средней энергией, равной энергии из расчета Монте-Карло, а также трубопроводное распределение (6) (модель неограниченного стока). Этот рисунок наглядно демонстрирует большое отличие реального распределения электронов по энергии от обычно используемых распределений Максвелла и Дрювестейна.

Детальный анализ функций распределения показывает, что они никоим образом не могут быть описаны какой-либо однопараметрической функцией с эффективной температурой, определяемой соотношением $K = \langle \varepsilon \rangle = 1.5T_{\text{eff}}$. У реальной функции

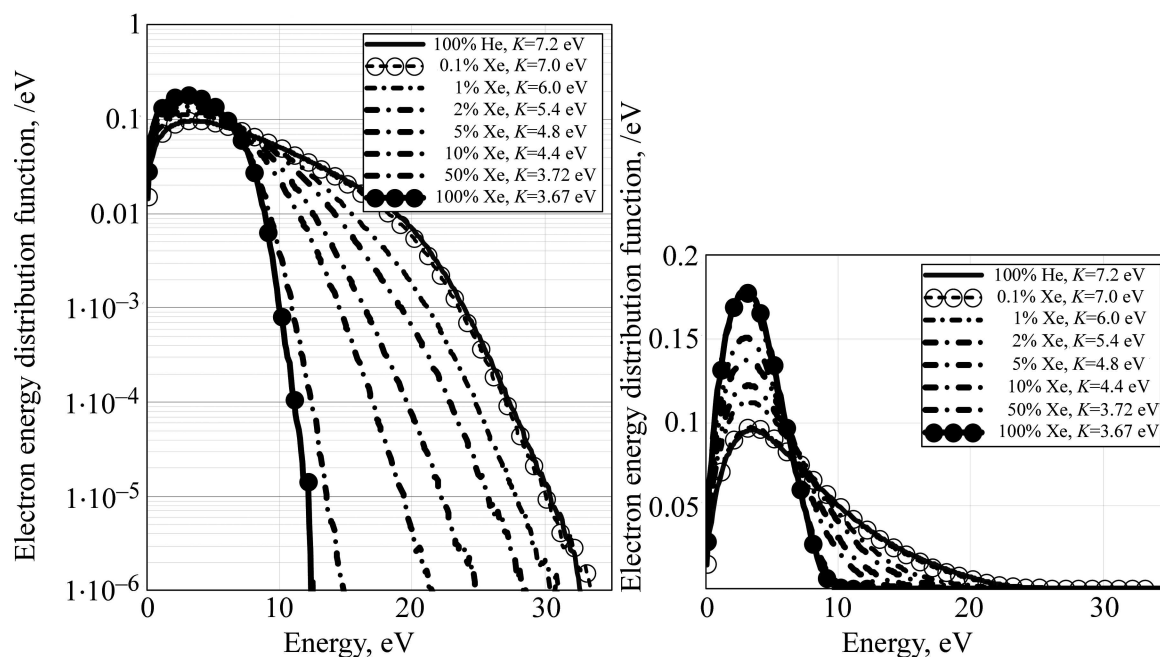


Рис. 3: Функции распределения электронов по энергии для $E/N = 15$ Td при различных долях ксенона в гелий-ксеноновой смеси в логарифмическом и линейном масштабе.

распределения можно выделить несколько характерных энергетических диапазонов, распределение в которых определяется доминированием или конкуренцией различных процессов:

1) область субтепловых энергий $\varepsilon < T_{\text{eff}}$, распределение в этом диапазоне во многом определяется актами возбуждения и ионизации, после которых электроны оказываются в области малых энергий;

2) область тепловых энергий $\varepsilon < E_1, I$, распределение в этом диапазоне определяется дрейфом в энергетическом пространстве с коэффициентом диффузии, определяемым сечением упругих столкновений,

3) область энергий $E_1 < \varepsilon < I$, распределение в этом диапазоне определяется скоростью дрейфа в энергетическом пространстве и наклоном прямой в линейной аппроксимации сечения возбуждения,

4) область энергий $I < \varepsilon < I + 3T_{\text{eff}}$, распределение в этом диапазоне определяется скоростью дрейфа в энергетическом пространстве и наклоном прямой в линейной аппроксимации сечения ионизации,

5) область энергий $\varepsilon \gg I + 3T_{\text{eff}}$, распределение в этом диапазоне определяется эффектом убегающих электронов.

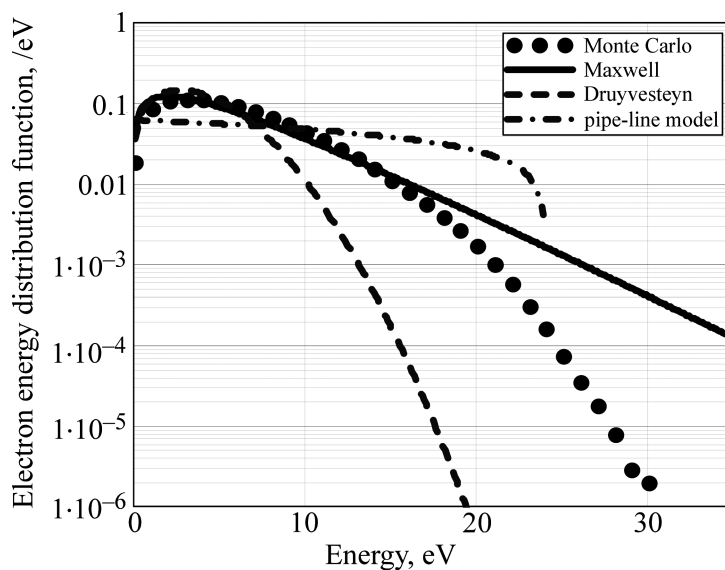


Рис. 4: Функции распределения электронов по энергии в смеси с 1% содержанием ксенона при $E/N = 15$ Td, для сравнения также приведены ФРЭЭ Максвелла, Дривестейна и распределение, соответствующее приближению мгновенного стока.

Приведенное деление характерных областей энергии весьма условно, основной его целью является указание на важность именно многофакторности в формировании распределения электронов по энергии в различных областях энергетического спектра, которая не позволяет применять понятие температуры к электронной компоненте газового разряда.

Основной целью данной работы является представление новых рассчитанных данных о характеристиках дрейфа электронов в гелий-ксеноновой смеси, которые могут быть полезны при планировании экспериментов с пылевой плазмой. Приведенные результаты расчетов позволяют проследить за влиянием процентного состава в гелий-ксеноновой смеси на характеристики дрейфа электронов в постоянном, однородном электрическом поле с напряженностями в интервале от 1 до 100 Td, характерном для разрядов постоянного тока при пониженном давлении.

Представляет интерес вопрос о максимальной энергетической эффективности поддержания разряда. Как показывают расчеты, при $E/N = 10$ Td наибольшая доля энергии на ионизацию затрачивается электроном при 1% концентрации ксенона, а при $E/N = 20$ Td максимум доли затрат на ионизацию достигается при 2% концентрации ксенона.

4. *Заключение.* Как уже отмечалось ранее в работах [1–5, 14], разряд в смеси гелия с ксеноном обладает многими особенностями, которые могут быть полезны при поиске новых способов управления газовым разрядом.

Например, в настоящее время эксперименты с пылевой плазмой в разрядах постоянного тока проводятся в чистых газах, и регулируемые параметры разряда – ток и давление [18]. В индуктивных и ВЧ-разрядах ситуация аналогична – меняются давление и вкладываемая мощность. Поэтому возможность значительно влиять на параметры разряда с помощью выбора состава смеси и ее процентного состава представляется чрезвычайно интересной.

Значительное изменение характеристик разряда при малых добавках легкоионизируемой примеси может быть использовано при поиске новых активных сред для различных плазменных технологий в микроэлектронике, обработке материалов, нанесении тонких пленок, создании источников света, плазменных панелях, медицине [8, 19].

Работа поддержана грантом РФФИ № 14-02-0512-а.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] С. А. Майоров, Краткие сообщения по физике ФИАН **34**(7), 44 (2007).
- [2] С. А. Майоров, Краткие сообщения по физике ФИАН **36**(5), 15 (2009).
- [3] S. A. Maiorov, T. S. Ramazanov, K. N. Dzhumagulova, et al., Phys. Plasm. **15**, 093701 (2008).
- [4] T. S. Ramazanov, T. T. Daniyarov, S. A. Maiorov, et al., Contrib. Plasma Phys. **50**, 42 (2010).
- [5] С. Н. Антипов, М. М. Васильев, С. А. Майоров, и др., ЖЭТФ **139**(2), 554 (2011).
- [6] Е. С. Дзлиева, М. А. Ермоленко, В. Ю. Карасев, и др., Физика плазмы, (2014). В печати.
- [7] С. Н. Антипов, М. М. Васильев, С. А. Майоров, и др., ЖЭТФ **133**(4), 948 (2008).
- [8] Z. Lj. Petrovic, S. Dijko, D. Marec, et al., J. Phys. D: Appl. Phys. **42**, 194002 (2009).
- [9] Л. Д. Цендин, УФН **180**, 139 (2010).
- [10] И. Мак-Даниэль, *Процессы столкновений в ионизованных газах* (М., Мир, 1967).
- [11] Л. Хаксли, Р. Кромптон, *Диффузия и дрейф электронов в газах* (М., Мир, 1977).
- [12] Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов, *Кинетика неравновесной плазмы* (М., Наука, 1982).
- [13] С. А. Майоров, Краткие сообщения по физике ФИАН **41**(3), 46 (2014).
- [14] С. А. Майоров, Физика плазмы **36**(9), 869 (2009).
- [15] С. А. Майоров, Краткие сообщения по физике ФИАН **36**(10), 29 (2009).

- [16] J. Dutton, J. Phys. Chem. Ref. Data. **4**, 577 (1975).
- [17] Р. И. Голятина, С. А. Майоров, Прикладная физика № 5, 22 (2011).
- [18] В. Е. Фортов, А. Г. Храпак, С. А. Храпак, и др., УФН **174**, 495 (2004).
- [19] O. Sasic, J. Jovanovic, Z. Lj. Petrovic, et al., Phys. Rev. E **71**, 046408 (2005).

Поступила в редакцию 5 июня 2014 г.