

## ФИЗИКА ПЛАЗМЫ И ЭЛЕКТРОФИЗИКА

УДК 533.9

### ХАРАКТЕРИСТИКИ ДРЕЙФА ЭЛЕКТРОНОВ В НЕОНЕ

С. А. Майоров<sup>1</sup>, Р. И. Голятина<sup>2</sup>

*Приведены кинетические характеристики дрейфа электронов в неоне в диапазоне значений приведенной напряженности электрического поля:  $0.001 \text{ Тд} < E/N < 10000 \text{ Тд}$ . Путем моделирования методом Монте-Карло вычислены скорость дрейфа, эффективная температура, коэффициент ионизации. Для случаев сильного и сверхсильного полей  $100 \text{ Тд} < E/N < 10000 \text{ Тд}$  получены результаты расчетов для двух моделей ухода электронов из системы: 1) модель лавины с размножением; 2) модель с уходом на стенку самого энергичного электрона в системе при акте ионизации или переходе в режим убегания. Для скорости дрейфа, эффективной температуры, коэффициента ионизации получены и приведены их аналитические аппроксимации от приведенной напряженности поля.*

**Ключевые слова:** газоразрядная плазма, метод Монте-Карло, сечения столкновений, аналитическая аппроксимация, неон, убегание электронов.

*Введение.* Вопросу определения кинетических характеристик дрейфа электронов в неоне посвящено много как экспериментальных, так и теоретических работ. Достаточно полный обзор содержится в монографии [1], где также приведены рекомендованные табулированные данные. Однако анализ сильно различающихся исходных данных практически невозможен, поскольку важнейшему вопросу определения погрешностей в большинстве оригинальных работ не уделяется должного внимания. Поэтому критерии выбора рекомендованных данных в этом обзоре отсутствуют, а рекомендованные данные в большей мере отражают лишь средние значения [2].

<sup>1</sup> ОИВТ РАН, 125412 Россия, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2; e-mail: mayorov\_sa@mail.ru.

<sup>2</sup> ИОФ РАН, 119991 Россия, Москва, ул. Вавилова, 38.

В работе [3] для всех благородных газов приведены результаты расчетов характеристик дрейфа электронов в режиме стационарного тока в газовом разряде и режиме экспоненциального нарастания числа электронов. При дрейфе в сильных полях учтена возможность перехода электронов в режим убегания. По аналогии с коэффициентом ионизации введен коэффициент убегания электронов. В работе [4] проведен более детальный анализ для гелия и приведены аналитические аппроксимации основных характеристик. В настоящей работе на основе результатов расчетов характеристик дрейфа для неона получены и приведены их аналитические аппроксимации.

Решение кинетического уравнения Больцмана методом Монте-Карло полностью определяется зависимостью сечений столкновений от энергии столкновения. Поэтому на рис. 1 приведены графики наших аппроксимаций электрон-атомных сечений для неона (сплошные кривые) и для сравнения приведены кривые для гелия (штрихованные линии). Приведены также значения среднеквадратичных относительных погрешностей аппроксимационных зависимостей от использованных для их нахождения экспериментальных и теоретических данных (более подробно см. [5, 6]).

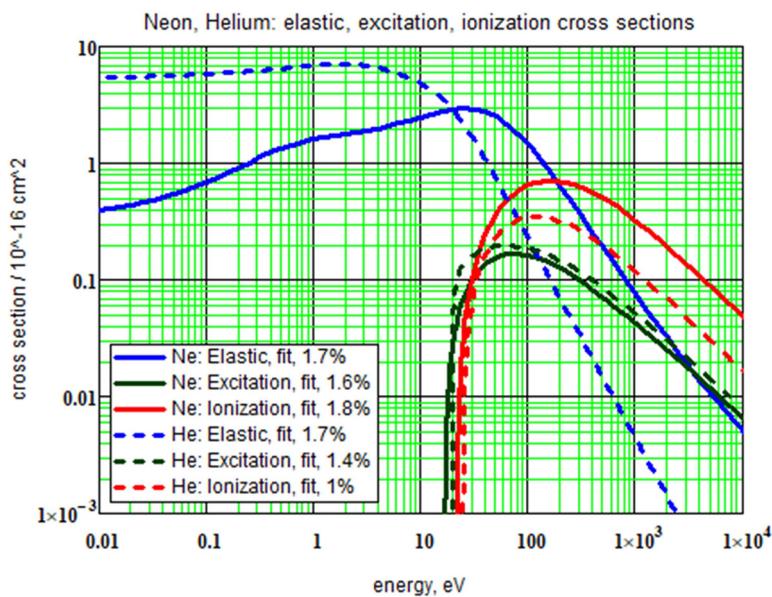


Рис. 1: Графики зависимостей транспортных сечений, сечений возбуждения и ионизации ( $10^{-16} \text{ см}^2$ ) от энергии столкновения (эВ) для неона и гелия.

При дрейфе электрона в газе можно выделить следующие характерные диапазоны поля: слабое поле, умеренно сильное, сильное и сверхсильное. Для каждого из этих диапазонов можно выделить основной фактор, определяющий характер дрейфа. В слабом

поле средняя энергия электронов слабо отличается от энергии атомов, и функция распределения электронов близка к максвелловской с температурой  $T_e = T_a + M\Delta\varepsilon_\lambda^2/6mT_a$  [3, 7]. Мы будем пользоваться термином эффективной температуры (или, для краткости, просто температуры), определяемой как две трети от средней кинетической энергии. В слабом поле увеличение температуры из-за джоулева нагрева пропорционально квадрату поля:  $\Delta T_e = T_e - T_a \propto E^2$ . В приближении постоянного сечения величина критического поля, при котором температура электронов в два раза превышает температуру атомов, равна  $E_{\Delta T} = \sigma_0 N(6m/M)^{1/2} T_a/e$ . Для неона при комнатной температуре атомов  $1/39$  эВ  $(E/N)_{\Delta T} \approx 0.002$  Тд, хотя для неона, в отличие от гелия, приближение постоянного сечения при тепловых энергиях выполняется плохо (см. рис. 1).

В умеренно сильных полях  $(E/N)_{\Delta T} < E/N \leq 10$  Тд средняя энергия электронов значительно выше температуры атомов, и функция распределения электронов по энергии сильно отличается от максвелловской и становится близка к распределению Дрювестейна, для которого разогрев электронов пропорционален первой степени напряженности поля  $\Delta T_e = T_e - T_a \propto E$ , а скорость дрейфа  $W \propto (E/N)^{1/2}$  [3, 7].

При дрейфе в сильных полях  $10 < E/N < 100$  Тд энергопотери при упругих столкновениях становятся незначительными, и в энергобалансе начинают играть основную роль затраты на возбуждение и ионизацию. Поскольку этот диапазон полей характерен для экспериментов с тлеющим разрядом постоянного тока при пониженном давлении газа, то все расчеты проведены для модели с рекомбинацией на стенке.

В сверхсильных полях  $E/N > 200$  Тд доля затрат на возбуждение атомов уменьшается, и электроны, в основном, теряют энергию при актах ионизации. Кроме того, важную роль начинают играть убегающие электроны. Для газоразрядной плазмы их учет важен как с точки зрения практического применения, так и как физический феномен [8, 9].

*Результаты расчетов характеристик дрейфа электронов.* Дрейф электронов в неоне в полях до 10 Тд может быть с хорошей точностью описан в рамках диффузионно-дрейфовой модели или двучленного приближения для уравнения Больцмана, для которого имеется решение в квадратурах [2, 3, 7]. В сильных полях движение электронов носит не диффузионный характер, поэтому в настоящей работе мы не приводим значения коэффициентов продольной и поперечной диффузии, поскольку этот вопрос требует дополнительного рассмотрения (см. работу [10], где впервые рассчитаны и анализируются зависимости коэффициентов продольной и поперечной диффузии от времени усредне-

ния). Табулированные данные расчетов кинетических характеристик дрейфа электрона во всех инертных газах, включая коэффициенты продольной и поперечной диффузии в диапазоне полей до 100 Тд, приведены в работе [3].

На рис. 2–4 приведены результаты расчетов и аппроксимации основных кинетических характеристик: скорости дрейфа, разницы между температурами электронов и газа, приведенный ионизационный коэффициент Таунсенда. Все характеристики при моделировании получены для двух режимов: экспоненциального размножения (режим лавины – bulk) и рекомбинации на стенке (wall). Для сравнения на рис. 2 приведены значения скорости из обзора [1] и работы [12] (ромбы и треугольники), соответственно. Методика моделирования дрейфа электронов в сильных полях подробно рассмотрена в работах [11, 12], где также приведены и результаты расчетов для гелия и неона. Выполненные в работе [12] расчеты параметров лавины электронов в неоне в сильных электрических полях дают для скорости дрейфа сильно завышенные значения, что обусловлено постановкой задачи. А именно, рассматривается дрейф 1000 электронов для диапазона приведенной напряженности поля от 15 до 1500 Тд в режиме экспоненциального роста до того момента, пока их число не достигнет порядка трех миллионов. При этом число электронов, перешедших в режим непрерывного ускорения, зависит от времени моделирования. Но вклад убежавшего электрона по мере его ускорения становится все больше и больше. Поэтому введение нами верхней границы по энергии в численном эксперименте является наиболее простым способом избавиться от такого влияния убегающих электронов на кинетические характеристики.

*Аппроксимация кинетических характеристик.* Обычно результаты моделирования или экспериментов представляются в виде таблиц или графиков [1]. Но в ряде случаев простые аналитические формулы более удобны для работы. Кроме того, если при их нахождении используются физически разумные асимптотики, то они могут давать более точную информацию за счет сглаживания и устранения статистических погрешностей. Нами предложены аналитические формулы для аппроксимации скорости дрейфа, температуры и ионизационного коэффициента Таунсенда. Здесь мы приведем аппроксимирующие формулы для расчетов характеристик дрейфа для модели со стенкой, которая на наш взгляд наиболее адекватно описывает случаи тлеющего и импульсных разрядов.

Формула аппроксимации скорости дрейфа электронов в неоне имеет вид, аналогичный формуле аппроксимации для гелия [4]:

$$W(X) = 2.15 \cdot 10^7 \cdot X \cdot \frac{1 + \frac{X}{0.325}}{\left(1 + \frac{X}{0.008}\right) \cdot \left(1 + \left(\frac{X}{23}\right)^{0.41}\right)}.$$

Здесь скорость  $W$  – в см/с, далее в аппроксимационных формулах  $X = E/N$  – приведенная напряженность поля в Тд. На рис. 2 маркерами показаны скорости дрейфа электронов для модели режима лавины (кружки) и режима рекомбинации на стенку (жирные точки). Сплошная кривая представляет аппроксимацию результатов расчетов скорости дрейфа электронов для режима рекомбинации на стенке со среднеквадратичной погрешностью 10%.

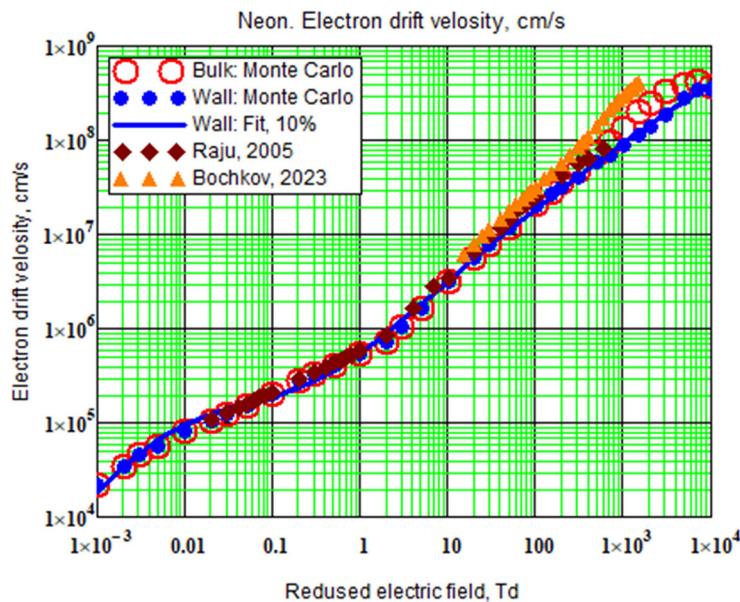


Рис. 2: Графики зависимости скорости дрейфа электронов (см/с) от напряженности приведенного электрического поля (Тд) для двух моделей: режима лавины и режима рекомбинации на стенку.

На рис. 3 приведены графики зависимости величины разогрева электронов от напряженности поля для режима лавины и режима рекомбинации на стенку. Величина разогрева определяется как разница между температурой электронов и температурой атомов, которая приведена в качестве репера (горизонтальная пунктирная прямая). Она определяет значение поля, при котором температура электронов увеличивается в два раза по сравнению с температурой атомов. Результаты расчета для режима лавины нанесены кружками, режима рекомбинации на стенку – жирными точками, пунктирной линией – комнатная температура. Сплошной кривой представлена аппроксимация разогрева электронов в эВ для режима со стенкой по формуле:

$$T(X) - T_{\text{atom}} = \frac{5.55 \cdot X}{1 + X^{0.4} + 12.9 \cdot \exp\left(-\frac{7.4}{X}\right) + 50 \cdot \exp\left(-\frac{43}{X}\right) + 173 \cdot \exp\left(-\frac{270}{X}\right)}.$$

Эта формула имеет погрешность аппроксимации 8% для режима рекомбинации на стенке.

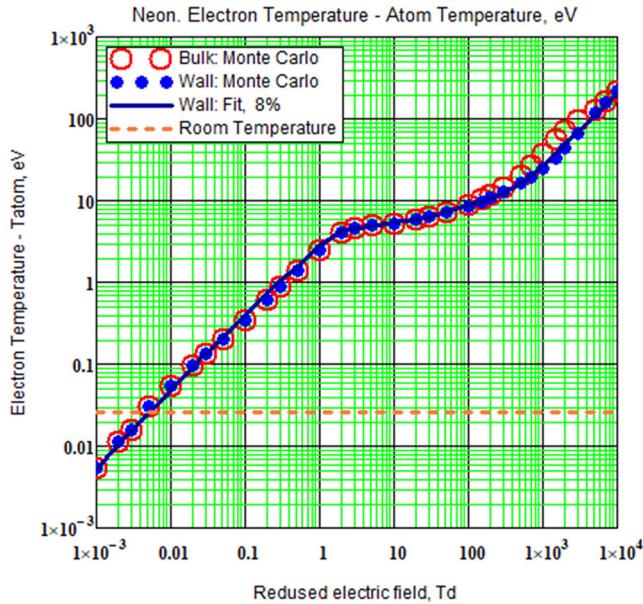


Рис. 3: Графики зависимости разогрева электронов ( $\text{эВ}$ ) от напряженности поля ( $\text{Tд}$ ) для режима лавины и модели со стенкой.

Для аппроксимации приведенного ионизационного коэффициента Таунсенда, рассчитанного для режима со стенкой в диапазоне  $E/N < 10000$  Тд, нами предложена модифицированная формула Таунсенда:

$$\frac{\alpha}{N}(X) = \frac{0.07 \cdot \exp\left(-\frac{46}{X}\right) + 0.41 \cdot \exp\left(-\frac{153}{X}\right) + 1.1 \cdot \exp\left(-\frac{656}{X}\right)}{1 + 0.4 \cdot \exp\left(-\frac{11000}{X}\right)}.$$

Эта формула для приведенного ионизационного коэффициента Таунсенда в единицах  $\text{\AA}^2$  имеет среднюю относительную погрешность 6%. На рис. 4 результаты расчетов в режиме лавины обозначены кружками, для модели со стенкой – жирными точками, аппроксимационная кривая – сплошной линией. Данные из работы [2] представлены пунктирной линией, и они хорошо согласуются с результатами наших расчетов в режиме со стенкой. Поэтому, наиболее вероятно, что результаты аппроксимации в работе [2] получены на основе анализа экспериментальных данных, в которых был реализован режим протекания стационарного тока с рекомбинацией электронов на стенках объема с газоразрядной плазмой, а не режим лавинного пробоя с экспоненциальным ростом числа частиц.

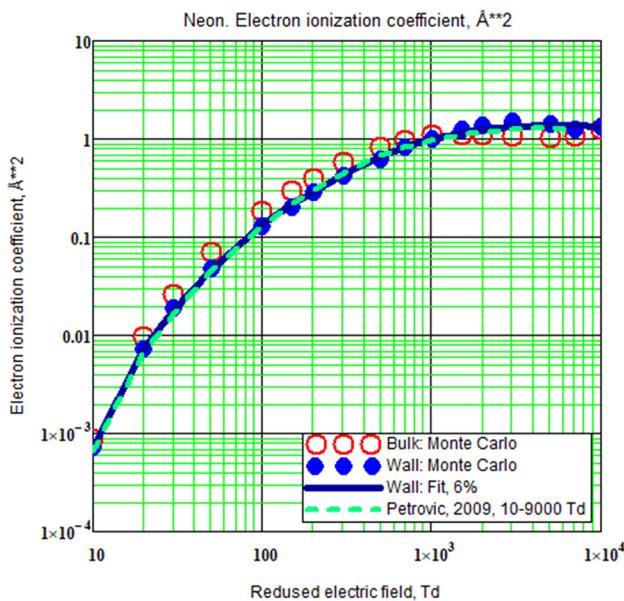


Рис. 4: Графики зависимости приведенного ионизационного коэффициента Таунсенда ( $\text{\AA}^2$ ) от напряженности поля (Td) для случаев экспоненциального размножения и для модели со стенкой.

**Заключение.** В работе приведены результаты расчетов и аппроксимации кинетических характеристик электронов при их дрейфе в постоянном и однородном электрическом поле в диапазоне значений поля  $10^{-3} < E/N < 10^4$  Тд. Для случая сильного поля при моделировании рассмотрены случай экспоненциального роста плотности и случай ухода энергичных электронов из системы в режиме стационарного тока. В сверхсильных полях  $E/N > 200$  Тд учтен механизм убегания электронов.

Следует отметить, что результаты расчетов для полей выше 1000 Тд, которые могут быть реализованы в импульсных разрядах в плотных газах при больших перенапряжениях [8, 9, 11, 12] демонстрируют в большей мере свойства математической модели, нежели реальную физическую ситуацию. Для анализа натурных экспериментов эти данные полезны и даже необходимы, поскольку они могут показать тенденцию, асимптотику. Но они не могут дать точного прогноза. Нестационарность, влияние экранирования, многократная ионизация, неизотропность рассеяния и многие другие факторы могут оказаться при таких полях более значимыми. Тем не менее, мы сочли полезным и уместным привести результаты по нашей модели и в области сверхсильных полей.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] G. G. Raju, *Gaseous Electronics: Theory and Practice* (Taylor & Francis, London, 2005).
- [2] Z Lj Petrović, S. Dujko, D. Marić, et al., Phys. D: Appl. Phys. **42**(194002), 33 (2009). DOI: 10.1088/00223727/42/19/194002.
- [3] S. A. Maiorov, R. I. Golyatina, S. K. Kodanova, T. S. Ramazanov, Plasma Physics Reports **50**(8), 1029 (2024). DOI: 10.1134/S1063780X24601263.
- [4] С. А. Майоров, Р. И. Голятина, Теплофизика Высоких Температур **63**(3), 3 (2025).
- [5] R. I. Golyatina, S. A. Maiorov, Atoms **9**, (2021). DOI: 10.3390/atoms9040090.
- [6] S. A. Maiorov, R. I. Golyatina, Atoms **10**(3), (2022). DOI: 10.3390/atoms10030093.
- [7] Л. Хаксли, Р. Кромптон, *Диффузия и дрейф электронов в газах* (М., Мир, 1977).
- [8] Л. П. Бабич, Т. В. Лойко, В. А. Цукерман, УФН **160**(7), 49 (1990). DOI: 10.3367/UFNr.0160.199007b.0049.
- [9] В. Ф. Тарасенко, С. И. Яковленко, УФН **174**(9), 953 (2004). DOI: 10.3367/UFNr.0174.200409b.0953.
- [10] С. А. Майоров, Краткие сообщения по физике ФИАН **36**(10), 29 (2009). DOI: 10.3103/S1068335609100054.
- [11] Е. И. Бочков, Л. П. Бабич, Физика Плазмы **48**(3), 276 (2022). DOI: 10.31857/S0367292122030039.
- [12] Е. И. Бочков, Физика Плазмы **49**(4), 381 (2023). DOI: 10.31857/S0367292123600048.

Поступила в редакцию 3 октября 2025 г.

После доработки 11 ноября 2025 г.

Принята к публикации 17 ноября 2025 г.