

АППРОКСИМАЦИЯ СКОРОСТИ ДРЕЙФА ИОНОВ В СОБСТВЕННОМ ГАЗЕ

Р. И. Голятина¹, С. А. Майоров²

В работе представлены результаты расчетов методом Монте-Карло скорости дрейфа ионов благородных газов и ртути в постоянном, однородном электрическом поле. Выполнен анализ зависимостей подвижности ионов от напряженности поля и температуры газа. Приведены параметры аппроксимации скорости дрейфа по формуле Фроста для температур газа 4,2, 77, 300, 1000 и 2000 К, получена универсальная аппроксимация скорости дрейфа в зависимости от приведенной напряженности электрического поля и температуры газа.

Ключевые слова: дрейф ионов, электрическое поле, собственный газ, благородные газы, пары ртути, формула Фроста, аппроксимация, скорость дрейфа.

Дрейф и диффузия ионов в электрическом поле (например, амбиполярная диффузия ионов из положительного столба тлеющего разряда) в значительной мере определяют свойства газового разряда. В литературе имеется множество экспериментальных и расчетных данных о характеристиках дрейфа ионов в газах, но практически отсутствуют данные о зависимости характеристик дрейфа ионов от температуры газа [1–5].

Очевидно, что влияние температуры атомов на характеристики дрейфа ионов очень велико, а температура газа может отличаться от комнатной даже в лабораторной плазме. Современные плазменные технологии часто используют режимы разряда, в которых температура газа значительно превышает комнатную температуру.

Переход к пониженной температуре газа в криогенном разряде также приводит к значительному изменению его характеристик [6]. Добавление малых примесей аргона, криптона и ксенона в гелий оказывает такое же действие на разряд, как и понижение температуры газа [7]. Низкие температуры газа характерны для ионосферы, межпла-

¹ ИОФ РАН, 119991 Россия, Москва, ул. Вавилова, 38.

² Объединенный институт высоких температур РАН, 125412 Россия, Москва, ул. Ижорская, 13/19; e-mail: mayorov_sa@mail.ru.

нетного и межзвездного пространства. В экспериментах по исследованию свойств ультрахолодной плазмы в ловушках Паули тоже происходит дрейф ионов в очень холодном (значительно меньше 1 К) газе [8].

В работе были проведены расчеты характеристик дрейфа ионов в собственном газе для гелия, неона, аргона, криптона, ксенона и ртути при температурах газа 4.2, 77, 300, 1000, 2000 К и в широком диапазоне приведенной напряженности электрического поля – от 1 до 10000 Td. Для расчетов использовалась модель ион-атомных столкновений, реализованная методом Монте-Карло [9–12]. В ней учитывались поляризационное взаимодействие ионов с атомами, резонансная передача заряда и короткодействующее отталкивание электронных оболочек (более подробное описание см. [9, 10, 12]).

Вычислялись практически все интегральные характеристики дрейфа ионов – скорость дрейфа и подвижность, средняя энергия ионов, коэффициенты продольной и поперечной диффузии, длина свободного пробега и частота столкновений, функции распределения по скоростям и энергии. Кроме того, проводился анализ частоты столкновений различных типов – изотропного рассеивания в системе центра масс, рассеяния назад, отклонения на малые углы при далеких пролетах.

Полученные данные позволяют проанализировать, уточнить и определить область применения различных подходов и приближений. Из всех кинетических характеристик лишь скорость дрейфа является прямоизмеряемой величиной. Остальные получаются на основе использования различных соотношений и моделей. Например, для определения коэффициентов продольной и поперечной диффузии используется соотношение Нернста–Таунсендта–Эйнштейна, модифицированное соотношение Эйнштейна или теория Шотки, описывающая амбиполярную диффузию в трубке. Из теории Ванье обычно получают энергетические характеристики ионного потока [4, 5, 13], из первого приближения Чепмена–Энскога – эффективную частоту столкновений и транспортное сечение [4, 13, 14].

Многочисленные экспериментальные данные показывают, что скорость дрейфа ионов в собственном газе очень хорошо описывается полуэмпирической формулой Фроста [13, 14]:

$$u = a \left(1 + b \frac{E}{N} \right)^{-1/2} \frac{E}{N}. \quad (1)$$

Эта зависимость скорости дрейфа от приведенной напряженности электрического поля E/N имеет два параметра: a – подвижность в пределе слабого поля и $b = 1/(E/N)_{\text{heating}}$.

Величина $(E/N)_{\text{heating}}$ – это значение приведенной напряженности электрического поля, в котором из-за разогрева ионов подвижность по формуле Фроста уменьшается в корень из двух раз.

На основе анализа выполненных расчетов всех кинетических характеристик были определены параметры аппроксимации в формуле Фроста (1) для различных температур газа. Отметим, что в литературе приводятся значения этих параметров только для комнатной температуры 300 К. Имеется также незначительное количество экспериментальных данных о характеристиках дрейфа при криогенных температурах вблизи точек 77 К и 4.2 К [3–5].

Т а б л и ц а 1

Значения параметра a в единицах $\text{см}/(\text{с}\cdot\text{Тд})$ при различных температурах газа

System	$T = 4.2$	$T = 77$	$T = 300$	$T = 1000$	$T = 2000$
He ⁺ in He	5632	4162	2774	1787	1374
Ne ⁺ in Ne	1888	1605	1117	771	591
Ar ⁺ in Ar	668	588	409	280	207
Kr ⁺ in Kr	377	346	258	176	130
Xe ⁺ in Xe	236	213	159	101	75
Hg ⁺ in Hg	165	108	68	44	34

В табл. 1 представлены значения параметра a в единицах $\text{см}/(\text{с}\cdot\text{Тд})$, что соответствует скорости дрейфа при 1 Тд, перевод в часто используемую в справочной литературе подвижность при нормальной плотности осуществляется по формуле $K_0[\text{см}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}] = 268.6763 \times a[\text{см}\text{Td}^{-1}\text{s}^{-1}]$.

Т а б л и ц а 2

Значения параметра $1/b$ в Тд при различных температурах газа

System	$T = 4.2$	$T = 77$	$T = 300$	$T = 1000$	$T = 2000$
He ⁺ in He	17	33	85	210	410
Ne ⁺ in Ne	35	45	103	240	450
Ar ⁺ in Ar	75	95	200	480	1030
Kr ⁺ in Kr	108	120	225	520	1080
Xe ⁺ in Xe	125	145	260	730	1450
Hg ⁺ in Hg	70	170	470	1200	2200

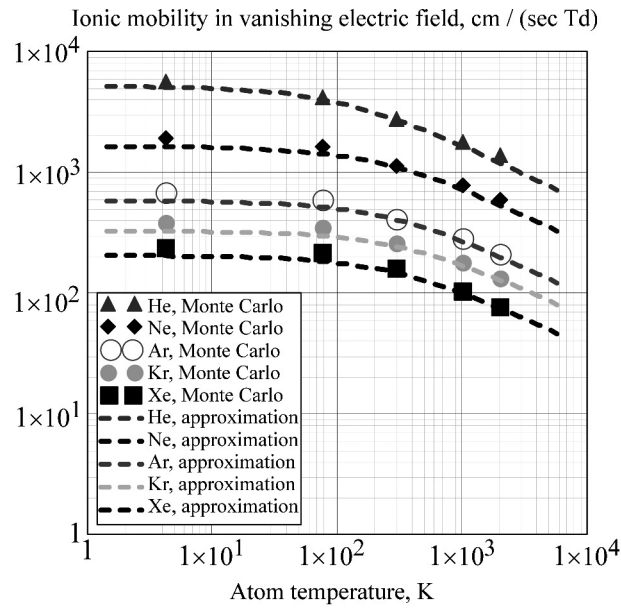


Рис. 1: Зависимости параметра a – подвижности в пределе слабого поля, от температуры газа для всех благородных газов. Различные кривые соответствуют разным газам.

В табл. 2 приведены значения параметра $1/b = (E/N)_{\text{heating}}$ в Тд. Для каждой температуры газа проводился анализ зависимости подвижности от приведенной напряженности электрического поля. С помощью подгонки определялось значение $(E/N)_{\text{heating}}$, при котором подвижность ионов уменьшается в 1.414 раз по сравнению с подвижностью в очень слабом поле.

На рис. 1 приведены зависимости параметра a – подвижности в пределе слабого поля, от температуры газа для всех благородных газов (без ртути). Маркерами отмечены значения подвижности, полученные методом Монте-Карло, а штрихованными кривыми – аппроксимации зависимости подвижности в слабом поле от температуры газа:

$$a = K_{\text{pol}}(N_0/N)(1 + T_{\text{atom}}/\varepsilon_0)^{-1/2}. \quad (2)$$

Здесь $K_{\text{pol}} = 13.853(\alpha_d\mu)^{-1/2}$ – поляризационная подвижность в единицах $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ при стандартной плотности газа $N_0 = 2.686763 \times 10^{19}$ атомов в см^3 (число Лошмидта), α_d – поляризуемость в кубических ангстремах, μ – приведенная масса в г на моль [5]. Функциональная зависимость (2) подобрана по аналогии с формулой Фроста (1), в предположении об одинаковом характере влияния напряженности поля и температуры газа на подвижность. Естественно, что при нулевой температуре газа подвижность

ионов должна быть равна поляризационной подвижности K_{pol} .

Физический смысл параметра ε_0 в (2) заключается в том, что он определяет верхнюю границу применимости приближения постоянной частоты столкновений. В случае $T_{\text{atom}} \ll \varepsilon_0$ поляризационное взаимодействие иона с атомами является определяющим.

Введем новый параметр

$$\langle \varepsilon \rangle_{\text{pol}} = \frac{1}{2} m [K_{\text{pol}}(E/N)_{\text{heating}}(N_0/N)]^2, \quad (3)$$

который равен средней энергии направленного движения иона с массой m в поле с приведенной напряженностью $(E/N)_{\text{heating}}$. Аппроксимация подвижности ионов в слабом поле по формуле (2) находилась подгонкой под расчетные данные, и хорошее согласие имеется при выборе

$$\varepsilon_0 = 0.6 \langle \varepsilon \rangle_{\text{pol}}, \quad (4)$$

где значение $\langle \varepsilon \rangle_{\text{pol}}$ выбиралось из варианта расчета при температуре атомов 4.2 К. В табл. 3 представлены значения величин K_{pol} и параметра ε_0 .

Т а б л и ц а 3

Значения аппроксимационных параметров для различных газов

System	K_{pol} см ² /с В	ε_0 , К	$(E/N)_0$, Td
He ⁺ in He	21.6	111	16.1
Ne ⁺ in Ne	6.8	237	34.1
Ar ⁺ in Ar	2.42	271	73.3
Kr ⁺ in Kr	1.36	371	106.2
Xe ⁺ in Xe	0.85	307	122.5
Hg ⁺ in Hg	0.61	76	64.6

На рис. 2 приведены аналогичные зависимости параметра $b^{-1} = (E/N)_{\text{heating}}$ от температуры газа. Маркерами отмечены значения разогревающего поля $(E/N)_{\text{heating}}$, полученные из анализа расчетов методом Монте-Карло, а штрихованными кривыми – из аппроксимационной формулы:

$$1/b = (E/N)_0(1 + 1.5T_{\text{atom}}/\varepsilon_0). \quad (5)$$

Здесь $(E/N)_0$ – величина разогревающего поля при нулевой температуре газа. Значение параметра $(E/N)_0$ для этой аппроксимации определялось из соотношения

$$(E/N)_{4.2} = (E/N)_0(1 + 1.5 \times 4.2/\varepsilon_0), \quad (6)$$

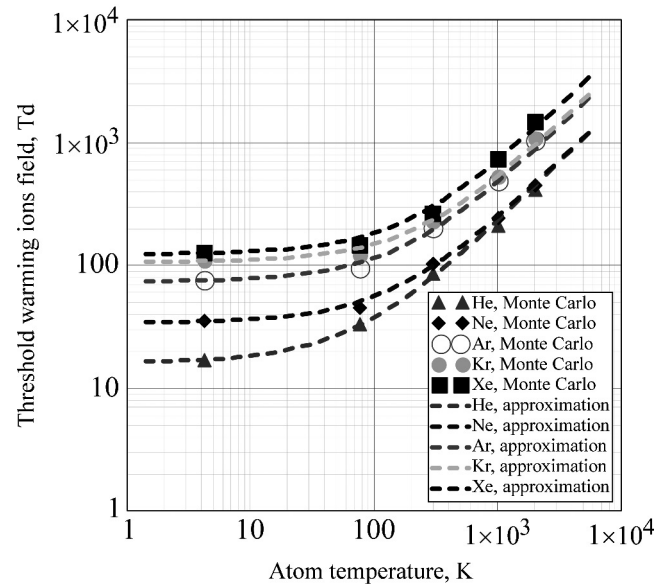


Рис. 2: Зависимости пороговой приведенной напряженности электрического поля – параметра $b^{-1} = (E/N)_{\text{heating}}$, от температуры газа для всех благородных газов. Различные кривые соответствуют разным газам.

т.е. экстраполяцией зависимости (5) из точки 4.2 К в точку 0. Здесь введено обозначение $(E/N)_{4.2}$ для значения разогревающего поля при температуре атомов 4.2 К. В табл. 3 приведены также и значения параметра $(E/N)_0$.

Полученные параметры аппроксимации скорости дрейфа ионов могут использоваться для оценок остальных характеристик газоразрядной плазмы, при анализе и планировании экспериментов с пылевой плазмой в условиях криогенного разряда, при рассмотрении разряда в смеси тяжелого и легкого газов [6, 7], при анализе экспериментов с разлетом сгустка ультрахолодных ионов в окружающий газ [8].

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (проект N 14-50-00124).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Дж. Хастед, *Физика атомных столкновений* (М., Мир, 1965).
- [2] И. Мак-Даниэль, *Процессы столкновений в ионизованных газах* (М., Мир, 1967).
- [3] И. Мак-Даниэль, Э. Масон, *Подвижность и диффузия ионов в газах* (М., Мир, 1976).

- [4] H. W. Ellis, R.Y. Pai, E. W. McDaniel, et al., *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **17**, No. 3, (1976).
- [5] E. A. Mason and L. A. Viehland, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **60**, No. 1, (1995).
- [6] С. Н. Антипов, Э. И. Асиновский, А. В. Кириллин и др., *ЖЭТФ* **133**, вып. 4, 948 (2008).
- [7] С. Н. Антипов, М. М. Васильев, С. А. Майоров и др., *ЖЭТФ* **139** вып. 3, 554 (2011).
- [8] T. C. Killian, *Science* **316**, 705 (2007).
- [9] С. А. Майоров, *Физика плазмы* **35**(9), 869 (2009).
- [10] С. А. Майоров, В. Н. Цытович, *Краткие сообщения по физике ФИАН* **39**(3), 14 (2012).
- [11] Z. Ristivojevic and Zoran Lj Petrović, *Plasma Sources Sci. Technol* **21**, 035001 (2012); doi:10.1088/0963-0252/21/3/035001.
- [12] Р. И. Голятина, С. А. Майоров, *Краткие сообщения по физике ФИАН* **39**(7), 30 (2012).
- [13] T. Dote and M. Shimada, *J. Physical Society of Japan* **61**(11), 4009 (1992).
- [14] S. A. Khrapak, *J. Plasma Physics* **79**, part 6, 1123 (2013).

Поступила в редакцию 13 июля 2015 г.